

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE PARIS

par

Jeanine PERCHEREAU

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la thèse :

Mécanisme des réactions (d,p) et (d,t) induites par des deuteron de faible énergie (120 - 200 keV) sur le ^9Be .

Contribution à la détermination des caractéristiques des niveaux excités du ^{11}B obtenus par les réactions $^9\text{Be} + \text{d}$.

Soutenue le : 26 Juin 1969

devant la Commission d'Examen

Mme BENOIT - GUEUTAL

Président

MM. AMBROSINO
RIOU

Examineurs

M. SARAZIN



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552226_0003

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE PARIS

par

Jeanine PERCHEREAU

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la thèse :

Mécanisme des réactions (d, p) et (d, t) induites par des deuteronns de faible énergie (120-200 keV) sur le ^9Be .

Contribution à la détermination des caractéristiques des niveaux excités du ^{11}B obtenus par les réactions $^9\text{Be} + \text{d}$.

soutenue le : 26 Juin 1969

devant la Commission d'Examen

Mme BENOIT-GUEUTAL Président

MM. AMBROSINO

Examineurs

RIOU

M. SARAZIN

THÈSE DE DOCTORAT (MATHÉMATIQUES)

présentée

à LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE PARIS

par

Monsieur PIERRE

pour obtenir

le grade de Docteur en Sciences



Paris le 15 Mars 1922

Attestation de la Faculté des Sciences de Paris

La Faculté des Sciences de Paris a reçu la thèse de

Monsieur PIERRE, le 15 Mars 1922.

Le Recteur de l'Université de Paris

Le Vice-Recteur de l'Université de Paris

Monsieur PIERRE, Docteur en Sciences

M. L. 1922

1922

M. L. 1922

- R E M E R C I E M E N T S -

Je tiens à exprimer à Madame BENOIST-GUEUTAL, Professeur aux Facultés des Sciences de PARIS et d'ORSAY toute ma respectueuse reconnaissance pour avoir bien voulu accepter d'assurer à la fois les fonctions de rapporteur de ma thèse et de présidente du Jury . J'ai été sensible aux encouragements qu'elle m'a prodigués au cours de ce travail .

Je désire remercier vivement M. AMBROSINO, Directeur du Laboratoire Maurice de Broglie, de m'avoir accueillie dans ce Laboratoire et de m'avoir fait connaître une merveilleuse ambiance de travail . Je lui dois la plus grande partie de ma formation scientifique et un enrichissement intellectuel . L'intérêt qu'il a constamment porté à mes recherches me touche profondément .

Monsieur RIOU, Professeur à la Faculté des Sciences d'ORSAY a accepté de faire partie de ma commission d'examen . Je le prie de recevoir l'expression de ma profonde gratitude .

J'ai voulu exprimer à Monsieur SARAZIN, Directeur de L'Institut d'Etudes Nucléaires de LYON, ex-Directeur-Adjoint de l'Institut d'Etudes Nucléaires d'ALGER, ma fidélité à ses enseignements en souhaitant sa présence parmi les membres du Jury .

Je tiens aussi à remercier Monsieur le Directeur du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et Monsieur JACQUESSON qui ont permis mon détachement et l'accomplissement de ce travail au Laboratoire Maurice de Broglie .

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur LEUBA, Chef du Service de Physique pour avoir facilité son achèvement depuis mon entrée effective dans son Service .

Je n'oublie pas mes premières années de recherche à l'Institut d'Etudes Nucléaires d'ALGER, les premiers enseignements de son Directeur Monsieur BLANC-LAPIERRE, de Monsieur SARAZIN et Monsieur BARJON, actuellement Directeur du Génie Atomique de GRENOBLE .

Je tiens à exprimer ma vive sympathie à Monsieur LACHKAR . J'ai toujours pu apprécier son efficace collaboration .

Il m'est difficile de dire combien j'ai été sensible à la profonde gentillesse de tous mes amis du Laboratoire Maurice de Broglie . Je les remercie sincèrement de leur aide . Celle de Monsieur CRETTEZ m'a été précieuse .

Je tiens à citer la collaboration des Bureaux de Calcul de LIMEIL dirigé par Monsieur SALVY, de l'Ecole Normale Supérieure en la personne de Monsieur FAYET, du Centre de Bruyères-le-Châtel dirigé par Monsieur MARIN .

Je remercie Monsieur GARCHERY, Chef de l'Atelier et Monsieur BONETTI chargé de la préparation des cibles .

Je remercie enfin Madame FLOURET de son aide administrative, Madame FAUGERE qui a assuré la frappe du manuscrit et Mademoiselle JOLIBOIS, responsable des travaux photographiques .

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION -

CHAPITRE I - Position du problème .

CHAPITRE II - Distributions angulaires des produits chargés de la réaction ${}^9\text{Be} + d$ obtenues à partir de deutérons d'énergie inférieure à 300 keV .

CHAPITRE III - Etude du stripping du deutéron à très basse énergie sur les noyaux légers - Réactions ${}^9\text{Be} (d, p_0) {}^{10}\text{Be}$ et ${}^9\text{Be} (d, p_1) {}^{10}\text{Be}^*$.

CHAPITRE IV - Contribution du mécanisme de noyau composé aux réactions : ${}^9\text{Be} (d, p_0) {}^{10}\text{Be}$ - ${}^9\text{Be} (d, p_1) {}^{10}\text{Be}$ et ${}^9\text{Be} (d, t) {}^8\text{Be}$.

CONCLUSION -

- INTRODUCTION -

Notre but est de contribuer à l'étude du mécanisme des réactions en analysant le cas complexe des émissions induites par des deutérons de très faible énergie sur les noyaux légers .

Tel est le cas du ^9Be et des réactions : $^9\text{Be} (d p_0) ^{10}\text{Be} - ^9\text{Be} (d p_1) ^{10}\text{Be}^* - ^9\text{Be} (d t) ^8\text{Be}$ aux énergies incidentes de 120 à 200 keV donc très inférieures à la barrière coulombienne de 1,2 MeV .

La liaison lâche de la particule incidente rend le stripping possible ; l'action du champ coulombien peut ici contribuer à le favoriser .

La faible énergie de liaison du dernier neutron du ^9Be rend le pick-up possible .

Les conditions de la voie d'entrée favorisent la formation d'un état composé . Bien que l'excitation de ce dernier soit élevée, des états résonants peuvent se manifester . Les réactions $^9\text{Be} (d \alpha_0) ^7\text{Li}$ et $^9\text{Be} (d \alpha_1) ^7\text{Li}^*$ peuvent permettre de déterminer leurs caractéristiques .

Notre étude se propose de déterminer :

- la présence ou l'absence d'interaction directe dans ces réactions d-p ou d-t .
- l'influence de l'énergie de réaction sur la proportion de ce mécanisme .
- ainsi que les niveaux du noyau composé qui contribuent aux diverses réactions .

- CHAPITRE I -

POSITION DU PROBLEME

Afin de traiter l'ensemble des réactions complexes du deutérium sur le Béryllium, il nous paraît utile de les rapporter au formalisme unitaire qui interprète toute réaction nucléaire quel que soit son mécanisme . Nous rappelons brièvement la définition et les propriétés de la matrice de diffusion .

Les propriétés générales des réactions nucléaires résultent, en dehors des principes d'invariance, de la faible portée des forces nucléaires . L'évolution dans le temps du processus :



peut se diviser en trois phases . Dans la première, il n'y a aucune interaction entre C et x, dans la dernière aucune entre B et y . La phase centrale constitue la réaction proprement dite . L'expérimentateur connaît seulement les caractères de la première phase et ceux de la dernière . Une telle description ne néglige pas le champ coulombien car, dans la pratique, sa portée est réduite par l'effet d'écran .

Dans la première phase, le système peut être décrit à l'aide d'ondes planes convenablement normalisées χ_a et dans la dernière phase de même façon par χ_b .

Nommons : K l'hamiltonien de C et x n'interagissant pas $K \chi_a = E_a \chi_a$
 K' l'hamiltonien de B et y n'interagissant pas $K' \chi_b = E_b \chi_b$
 H l'hamiltonien du système complet $H \psi_a = E_a \psi_a$

et posons :

$$H = K + V = K' + V'$$

V étant le potentiel responsable de la collision de C et x

V' celui qui produit l'état final .

La fonction d'onde représentant le système ψ_a est définie par ses conditions asymptotiques . Elle est formée par l'état asymptotique χ_a et doit produire l'un des états χ_b . L'analyse du passage de la voie d'entrée à la phase de réaction montre que la fonction d'onde ψ_a^+ ayant les conditions asymptotiques voulues s'exprime symboliquement par :

$$\psi_a^+ = \chi_a + \frac{1}{E_a + i\eta - H} V \chi_a \quad \eta \rightarrow 0^+$$

Elle contient évidemment toutes les possibilités χ_b , par la mise en évidence de K' et V' à l'aide de l'identité :

$$\frac{1}{E_a + i\eta - H} = \frac{1}{E_a + i\eta - K'} \left(1 + V' \frac{1}{E_a + i\eta - H} \right)$$

En posant :

$$\mathcal{U} = V + V' \frac{1}{E_a + i\eta - K'} V$$

l'expression de ψ_a^+ devient :

$$\psi_a^+ = \chi_a + \frac{1}{E_a + i\eta - K'} \mathcal{U} \chi_a$$

où :

$$\psi_a^+ = \chi_a + \sum_b \frac{1}{E_a + i\eta - E_b} \chi_b \langle b | \mathcal{U} | a \rangle$$

Cette fonction d'onde évolue dans le temps et se transforme en une superposition linéaire d'ondes relatives aux différentes voies de sortie b . Cette évolution montre que dans l'état final l'amplitude de probabilité relative à la transition de l'état a à l'état b se mesure par l'élément de la matrice de diffusion :

$$S_{ba} = \langle b | S | a \rangle = \delta_{ab} - 2\pi i \delta(E_a - E_b) \langle b | \mathcal{C} | a \rangle$$

Les propriétés générales de S résultent des principes d'invariance. Le plus simple, celui de la conservation des nucléons, entraîne que la matrice S est unitaire :

$$S^+ = S^{-1} \quad \text{ou} \quad S^+ S = S S^+ = 1$$

On admet, en principe, que les forces nucléaires et coulombiennes sont invariantes par renversement du temps. Il en résulte que la matrice S est symétrique :

$$S_{ab} = S_{ba}$$

Les différents hamiltoniens qui ont figuré dans le calcul sont invariants par une translation spatiale. La quantité de mouvement est donc conservée. D'autre part, puisque nous n'étudions pas la diffusion élastique, nous réduirons la matrice de diffusion à sa partie non élastique. En écrivant la conservation de l'énergie, nous exprimons l'amplitude de probabilité de la transition par : $\langle b | U | a \rangle$

.../...

Ce cadre nous permet, de traiter du mécanisme d'interaction directe et des réactions résonantes .

Le premier cas favorise les évènements où une particule du deutéron transfère une faible quantité de mouvement à une particule du noyau-cible .

Dans le second cas, l'amplitude de transition est grande lorsque l'énergie incidente est voisine d'une énergie caractérisant le système composé . Cette propriété est particulièrement manifeste lorsqu'on emploie le formalisme de la matrice R . Ces propriétés suggèrent que la matrice S , qui est fonction de la quantité de mouvement transférée q et de l'énergie incidente E , possède une forme analytique simple si l'on se permet de donner des valeurs complexes à ces deux grandeurs . On reproduit ainsi, au moins qualitativement, les variations de S en supposant que celle ci possède des singularités ou plus simplement des pôles pour certaines valeurs de q^2 et de E . Ceci conduit aux formules dites de dispersion .

Mathématiquement, l'information expérimentalement mesurable est contenue dans la matrice S . Il est donc tentant d'élaborer une théorie qui, sans utiliser la mécanique quantique, établit les propriétés analytiques de S en la déterminant totalement . Il est, démontré que, dans certains cas simples, ces propriétés se déduisent du principe de causalité .

.../...

Notre étude porte sur le mécanisme des réactions :



Une première approche de cette étude peut être faite à partir des relations de dispersion bien que leur application à basse énergie soit douteuse .

Test du mécanisme de ces réactions par les relations de dispersion (Sh 63) .

Pour une réactions :



la sections efficace différentielle est la suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{m_x c \cdot m_y B}{4\gamma^2} \times \frac{p_y}{p_x} \times |M|^2$$

2

L'analyticité de $M(q, E)$ prouve que cette fonction est connue dans un certain intervalle fini de q^2 ($\vec{q} = \vec{p}_y - \vec{p}_x$) et de E , qui peut être étendu à la région non physique extérieure uniquement pour des valeurs de q^2 et de E de la région analytique .

.../...

Les singularités ou pôles de l'amplitude des réactions nucléaires sont définies en fonction de ces 2 réactions :

MECANISME	SINGULARITES DE L'AMPLITUDE
Noyau composé	E Pôle proche de la région physique, mais extérieur pour : $E = E_{\text{résonante}} - i \frac{\Gamma}{2}$ (Γ = largeur du niveau résonant) q^2 Pôle $ q \rightarrow \infty$
Interaction directe	Points de branchement des graphs dits de Feynman Pôle Points de branchement proches mais extérieurs à la région physique

TABLEAU I - 1

Une première constatation est possible :

- le carré du moment transféré impliqué dans les émissions des protons p_0 et t_0 est important, de beaucoup supérieur à celui relatif à l'émission des p_1 .
- la contribution du mécanisme de noyau composé peut être forte pour les 2 premières, beaucoup moins importante pour la troisième.

Les valeurs de $(q)_{p_0}$ et $(q)_{t_0}$ ne sont pourtant pas suffisamment importantes pour négliger une contribution de l'interaction directe.

Dans le but de délimiter le type d'interaction directe le plus probable, nous étudions pour les 3 réactions les singularités des graphs.

.../...

Les énergies mises en jeu sont les suivantes :

- l'énergie cinétique totale du système au centre de masse est :

$$s = - (\vec{p}_x + \vec{p}_C)^2 + 2 (m_C + m_x) (E_C + E_x)$$

telle que dans la région physique :

$$s_{\text{limite}} = 0 \quad \text{pour les réactions de } Q > 0$$

- la somme des moments p_x et $p_y =$

$$u = - (\vec{p}_C - \vec{p}_y)^2 + 2 (m_C - m_y) (E_C - E_y)$$

$$u_{\text{limite}} = 2 Q (m_y - m_C) \quad \text{pour } Q > 0$$

- le moment transféré dont dépend la variable t :

$$t = - (\vec{p}_x - \vec{p}_y)^2 + 2 (m_x - m_y) (E_x - E_y)$$

$$t_{\text{limite}} = 2 Q (m_y - m_x) \quad \text{pour } Q > 0$$

Ces quantités sont reliées par la relation :

$$s + t + u = - 2 m_C Q$$

Chaque type de réaction est caractérisé par un pôle de la matrice de diffusion pour une des 3 variables cinématiques .

Le mécanisme prépondérant est celui pour lequel le pôle associé est le plus proche de la région physique .

.../...

Les pôles relatifs à chaque type d'interaction directe

sont les suivants :

<u>Mécanisme</u>	<u>Graphique</u>	<u>Position du pôle</u>
Stripping direct		$t_0 = 2m_a (m_a + m_y - m_x)$
Pick-up		$t_0 = 2m_a (m_a + m_x - m_y)$
Stripping du noyau cible		$u_0 = 2m_a (m_a + m_y - m_C)$
Stripping composé		$s_0 = -2m_a (m_C + m_x - m_a)$

.../...

où x , C , y , B et a sont respectivement :

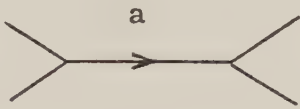
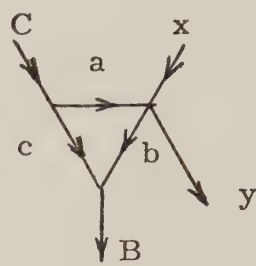
Type d'interaction directe	x	C	y	B		
						a b c
Stripping direct	d	${}^9\text{Be}$	p	${}^{10}\text{Be}$	n	
Stripping du noyau-cible	d	${}^9\text{Be}$	p	${}^{10}\text{Be}$	${}^8\text{Li}$	p d ${}^8\text{Li}$
						d $\frac{\text{ou}}{t}$ ${}^7\text{Li}$
Stripping composé	d	${}^9\text{Be}$	p	${}^{10}\text{Be}$	${}^{11}\text{B}$	
Pick-up	d	${}^9\text{Be}$	t	${}^8\text{Be}$	$2n$	
Stripping du noyau lourd	d	${}^9\text{Be}$	t	${}^8\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	d t ${}^7\text{Li}$
						t d ${}^6\text{Li}$
Stripping composé	d	${}^9\text{Be}$	t	${}^8\text{Be}$	${}^{11}\text{B}$	t

TABLEAU I - 2

.../...

Les valeurs obtenues sont les suivantes :

(Unité : UMA x MeV.)

Réactions	Pôles et Variables						
	s_0	$s_{\min}$	u_0	$u_{\max}$	t_0	$t_{\max}$	$t_{\min}$
${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$	-348	0	270	-73,6	4,47	-9,170	258
${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$	-348	0	270	-19,52	4,47	-2,44	258
${}^9\text{Be} (d t) {}^8\text{Be}$	-348	0	248	-55,1	12,52	0	248

TABLEAU I-3

La conclusion est la suivante : Dans le cadre d'un mécanisme d'interaction directe, le mode le plus probable est :

- le stripping direct du deutéron, pour les 2 émissions protons .
- le pick-up pour celle des tritons .

Cette théorie ne tient pas compte de l'importance

- des distorsions dans les voies
- de l'influence du champ coulombien qui soulève de sérieux problèmes .

.../...

Conclusion .

L'étude précédente est valable principalement lorsque les énergies mises en jeu impliquent des moments angulaires orbitaux forts..

A 200 keV, l'influence du potentiel coulombien ne peut être négligé dans la voie d'entrée .

Il tendrait plutôt à raffermir les résultats précédents relatifs à l'émission des protons . La liaison lâche de la particule incidente favorise un mécanisme de stripping, le champ coulombien peut maintenir le proton du deutéron suffisamment éloigné des forces nucléaires, tandis que le neutron peut atteindre leur portée et être capté par le noyau cible .

Par ailleurs, une donnée caractéristique du ^9Be favorise le pick-up : la faible énergie de liaison du dernier neutron (1,765 MeV) .

Malgré les éléments favorables à un type de mécanisme d'interaction directe pour chacune des 3 réactions étudiées, il apparaît clairement que la traversée de la barrière coulombienne par des ondes de l faible n'est pas négligeable et rend ainsi possible la formation d'un état composé

L'énergie de la voie incidente est proche de plusieurs états résonants .

Dans le but de déterminer leurs contributions aux réactions étudiées il est nécessaire de déterminer leurs caractéristiques à partir des réactions résonantes $^9\text{Be}(d, \alpha)$.

.../...

En effet, le seul mécanisme mis en jeu dans ces réactions à 200 keV est sans conteste celui du noyau composé .

Le tableau (I-4) montre nettement que les pôles relatifs au stripping du noyau lourd et au pick-up ($a = {}^5\text{He}$, ${}^{11}\text{B}$ ou d) sont très éloignés de la région physique :

s_0	$s_{\min}$	u_0	u_{Max}	t_0	t_{Max}	$t_{\min}$
-348	0	25,3	- 71,5	95	0	188

TABLEAU I - 4

Unité : UMA x MeV

- C H A P I T R E I I -

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE PRODUITS CHARGES DE LA REACTION $^9\text{Be} + d$,
OBTENUES A PARTIR DE DEUTERONS D'ENERGIE INFERIEURE A 300 keV

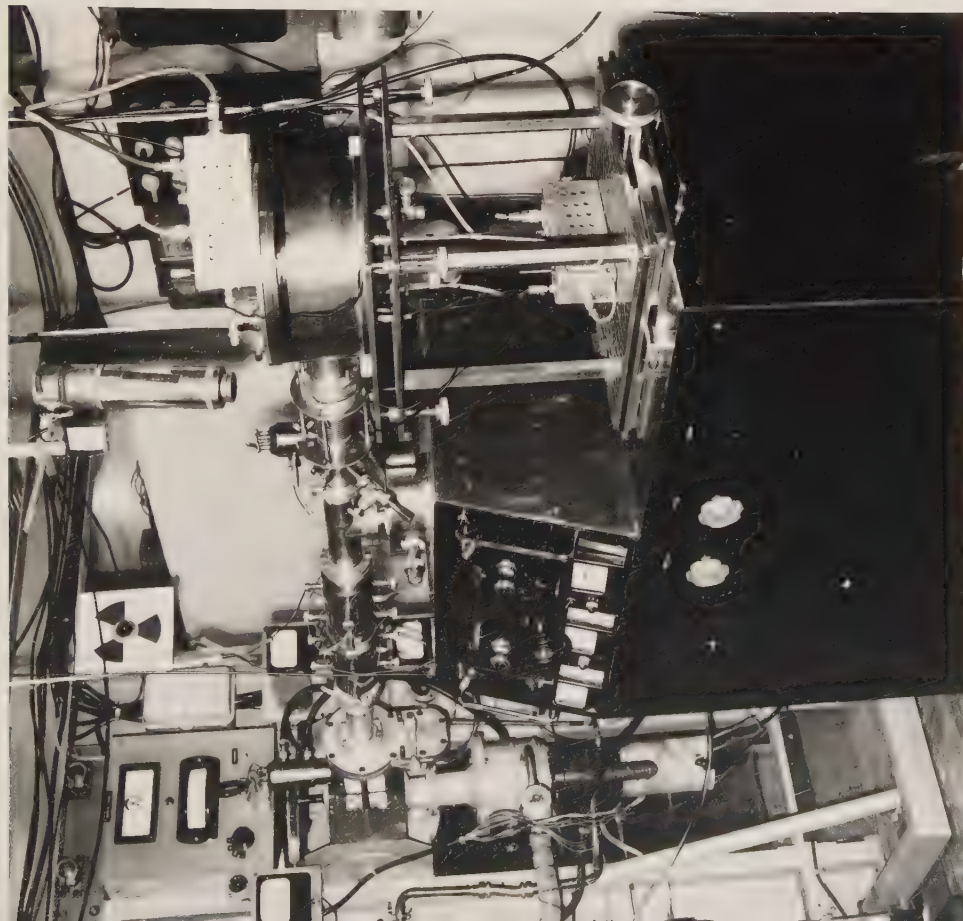
Notre but expérimental est donc de déterminer les distributions angulaires de produits chargés de la réaction $^9\text{Be} + d$ à très basse énergie .

Nous disposons à cet effet, d'un accélérateur SAMES pouvant fournir des deutérons d'énergie maximale 300 keV .

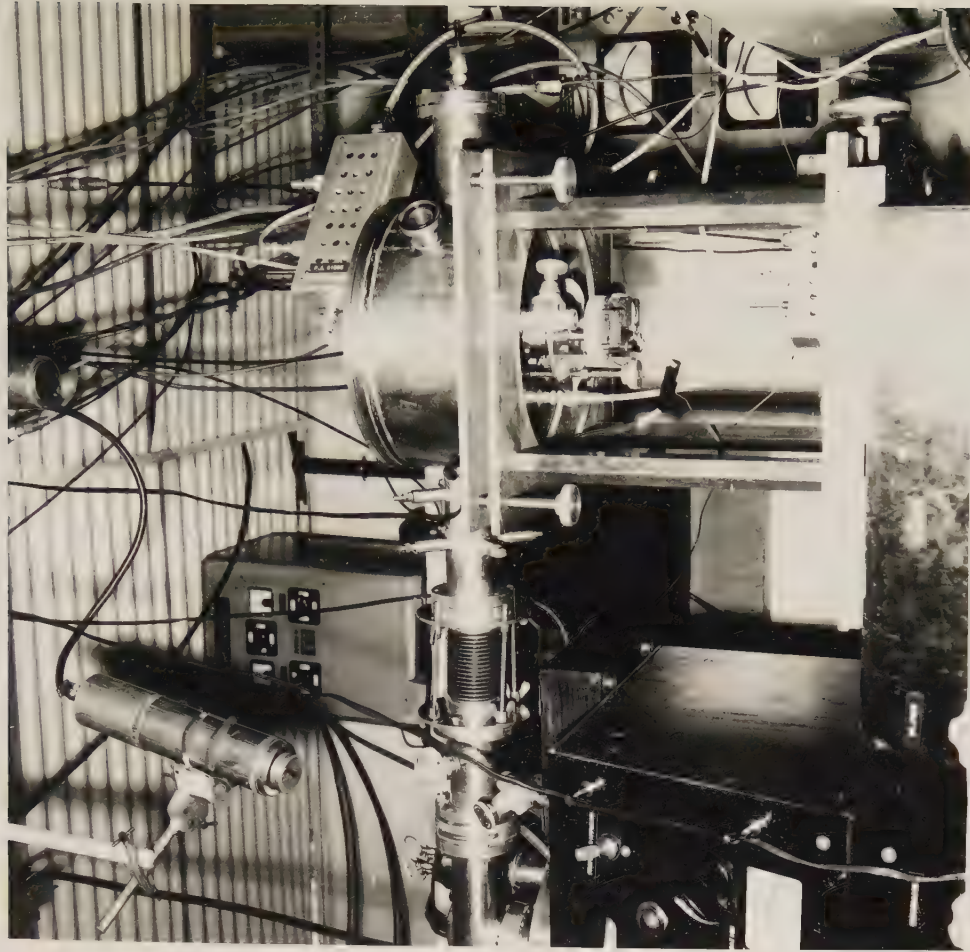
I - EXTENSION -

Notre extension est de type classique : nous ne nous y attardons pas :
Le faisceau est focalisé sur la cible, au centre de la chambre de diffusion, par 2 lentilles électrostatiques : Planche II.1 . Son centrage est réglé en permanence : il est en effet, défléchi automatiquement par un système de plaques dès qu'il frappe un diaphragme isolé dont le rôle est de contrôler sa position .

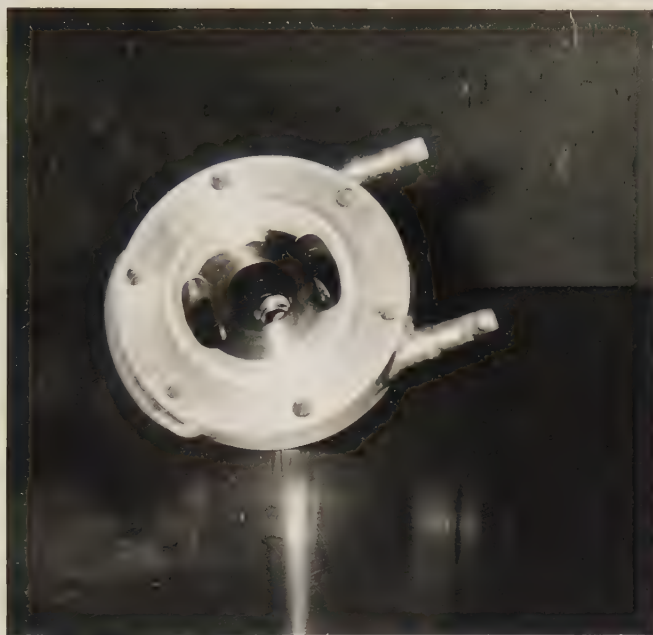
.../...



Extension



Chambre de diffusion



Diaphragmes de collimation

Planche II,2

Afin d'assurer l'alignement du faisceau et le bon centrage de son point d'impact sur la cible, un diaphragme de collimation a été défini avec précision :

Planche II.2 . Dans ce but, nous disposons de 2 diaphragmes de même diamètre ($\phi = 3$ mm) distants de 20 mm précédés de 2 diaphragmes d'ouverture inférieure respectant l'ouverture du faisceau et suivis d'un dernier diaphragme de diamètre à peine inférieur ($\phi = 4$ mm) permettant ainsi une définition très nette du point d'impact (par élimination des deutérons diffractés par les bords du diaphragme précédent) .

.../...

L'horizontalité et le centrage du faisceau, par rapport à la chambre de diffusion sont vérifiés par la position de l'impact du faisceau sur un quartz dont le centre est sur l'axe de l'ouverture du diaphragme de collimation .

II - PARTICULARITES DE LA CHAMBRE DE DIFFUSION -

La difficulté de notre étude tient principalement à la faiblesse de la section efficace de réaction (que nous verrons plus loin) nécessitant un très long temps de stockage (environ 10 heures par point pour une erreur statistique de 5 à 25⁰/o), et par conséquent un dispositif électronique extrêmement stable .

Pour éviter une contamination (en carbone principalement) des cibles, des pièges à azote liquide sont montés , à la sortie des pompes à diffusion et à l'entrée de la chambre .

Le faisceau n'est pas analysé magnétiquement : sa dispersion en énergie est chiffrée inférieure à 20 keV (vérification par le calcul, par dd ou dt) .

La chambre de diffusion est conçue de façon telle que les détecteurs se trouvent dans un même plan , contenant l'axe du faisceau; la course du détecteur mobile perpendiculaire à l'axe de rotation de la cible, est centrée sur le point d'impact . Ceci a été vérifié expérimentalement .

Figure 11 - Schéma de la chambre de diffusion.

.../...

A - Les détecteurs .

Pour notre étude, nous disposons de détecteurs semi-conducteurs R.C.A. : diodes à jonction au Silicium de haute résistivité ($10^4 \Omega \cdot \text{cm}$)

- l'une, mobile de faible diamètre pour la détermination de la distribution angulaire
- l'autre, plus importante pour le contrôle .

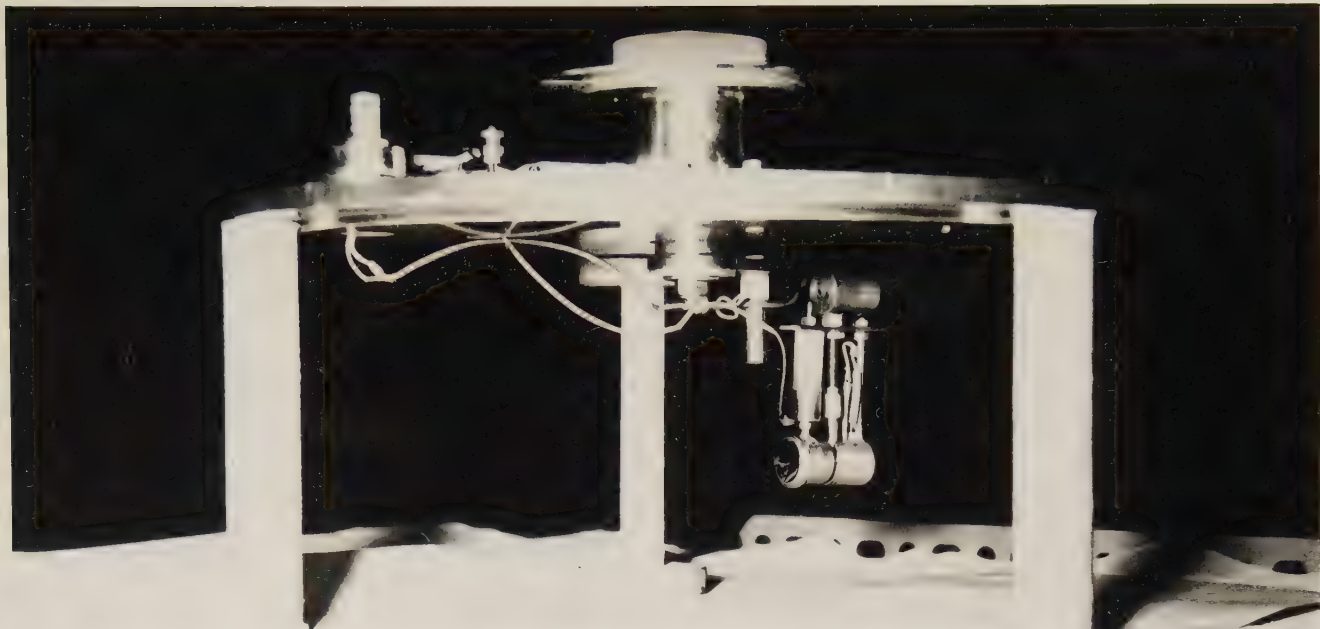
Le diamètre de la première est choisi faible ($S = 20 \text{ mm}^2$), le rayon de la trajectoire (100 mm) est tel que l'erreur sur la détermination de l'angle de détection est négligeable . En effet, l'erreur de positionnement est de $0^{\circ}.5$, l'ouverture angulaire est de $1,2/10^0$, le pas des mesures de 7^0 en moyenne .

Le diamètre de la deuxième diode est beaucoup plus fort ($S = 200 \text{ mm}^2$) : le premier souci expérimental pour le monitoring étant une erreur statistique faible. Planche II.3 .

Pour protéger au maximum ces détecteurs :

- de la luminosité provoquée par l'impact du faisceau sur la cible
- des deutérons élastiquement diffusés, les détecteurs sont placés à l'intérieur d'un cylindre métallique dont la face avant est constituée par un écran dont l'épaisseur minimale correspond au parcours des deutérons élastiques émis .

.../...



↑ Detecteur mobile

Details de montage

Planche II, 3

↓ Moniteur



B - Cibles - Porte cible .

Les cibles utilisées sont des cibles minces (20 keV d'épaisseur pour des deutérons de 200 keV) obtenues par évaporation sous vide de ^9Be sur support de Cuivre pour la détection aux grands angles, et sur support de 2μ d'Aluminium pour la détection vers l'avant .

Pour assurer la cohérence de nos mesures, une mesure a été faite à même angle, à partir de ces 2 types de cible .

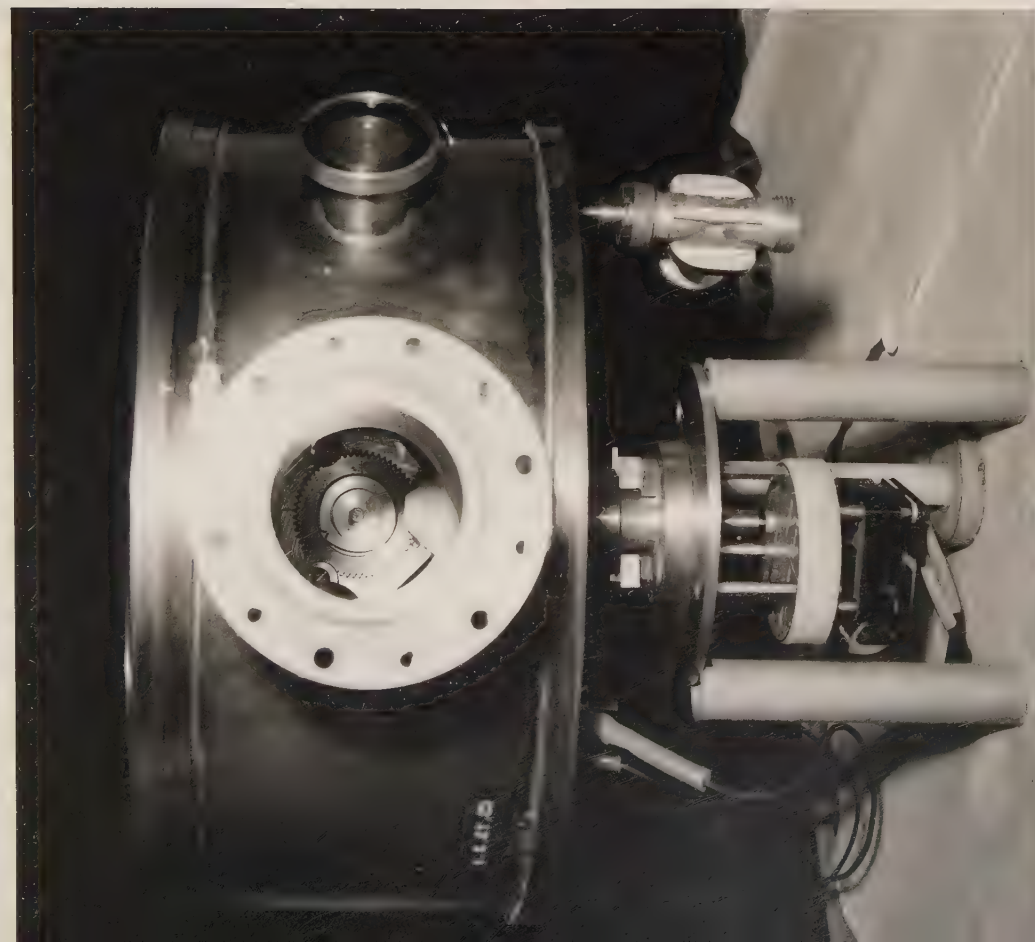
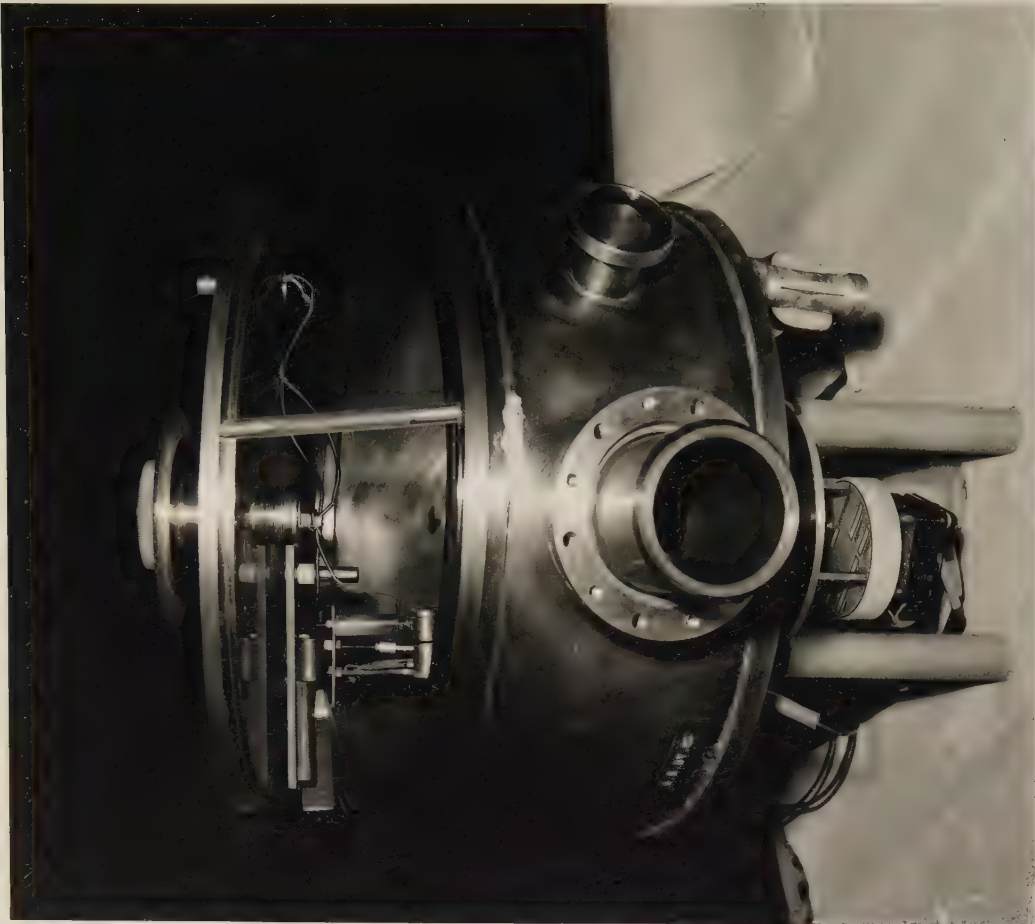
Toute la difficulté expérimentale tient dans la fragilité de ces cibles sur supports minces .

En effet, l'obligation de faire des mesures vers l'avant (importantes pour la détermination d'une participation de mécanisme d'Interaction directe même en présence de fort champ coulombien) nous impose l'emploi de telles cibles .

Leur mauvaise tenue sous faisceau nous a conduits à étudier un porte cible permettant en permanence la rotation de la cible et son déplacement sur son axe : Planche II. 4 . L'ensemble entraîne un balayage de la totalité de la cible sans point d'échauffement .

Nous avons utilisé ce dispositif de préférence à un porte-cible refroidi pour éviter une trop forte absorption de deutérons au point d'impact .

.../...



Cible tournante

Planche II,4

Une telle contamination se traduirait dans nos spectres par la présence de pics trop importants dus aux p, t et ^3He émis par la réaction $\text{Dd} \rightarrow \text{D}(\text{dn})^3\text{He}$ et $\text{D}(\text{dp})\text{t} \rightarrow$ qui masqueraient les raies correspondant à certains produits de la réaction $^9\text{Be} + \text{d}$ étudiée.

Il nous a ainsi été possible, en déterminant l'épaisseur du support juste nécessaire à l'arrêt des deutérons incidents, d'effectuer des mesures à 0° avec une erreur statistique acceptable :

d'environ 20% pour les protons et tritons
5% pour les alpha.

III - ETUDE DU SPECTRE DIRECT -

A. - Electronique associée.

Les impulsions délivrées par chaque détecteur sont recueillies par un préamplificateur de charge, de haute stabilité fabriqué au Laboratoire, amplifiées et mises en forme par circuit R. C. dans un amplificateur proportionnel de 2 MHz de bande passante environ, enfin classées puis enregistrées dans un Sélecteur Victoreen.

Les spectres en énergie de la diode mobile et du moniteur sont enregistrés simultanément sur 2 voies séparées du sélecteur d'amplitude. La linéarité de la chaîne a été vérifiée à partir des rayonnements α produits par une source de ^{226}Ra (4,78 - 5,49 - 6 et 7,68 MeV).

.../...

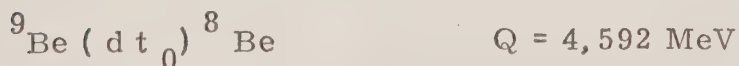
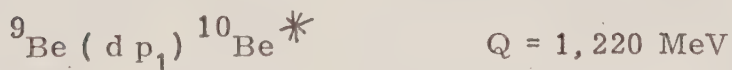
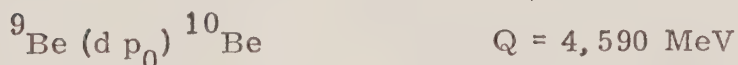
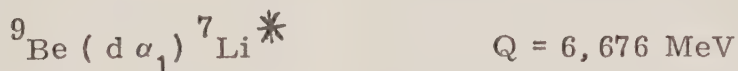
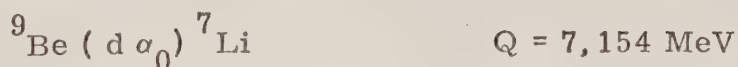
Pour chaque diode, nous avons mesuré l'épaisseur de la zone morte (en vérification de celle donnée par le constructeur) .

La résolution en énergie de la chaîne peut être chiffrée à 48 keV, pour les protons .

B - Etude d'un spectre .

Nous pouvons commenter à titre d'exemple le spectre de la figure II.1 . Il correspond à la réaction ${}^9\text{Be} + d$ à 200 keV . Les particules chargées sont détectées à 135° à travers un mince écran de polystyrène pour permettre une meilleure séparation des différents pics . On peut reconnaître :

a) Les pics correspondant aux réactions $(d\alpha_0)$, $(d\alpha_1)$, (dp_0) , (dt_0) , (dp_1) sur le ${}^9\text{Be}$:



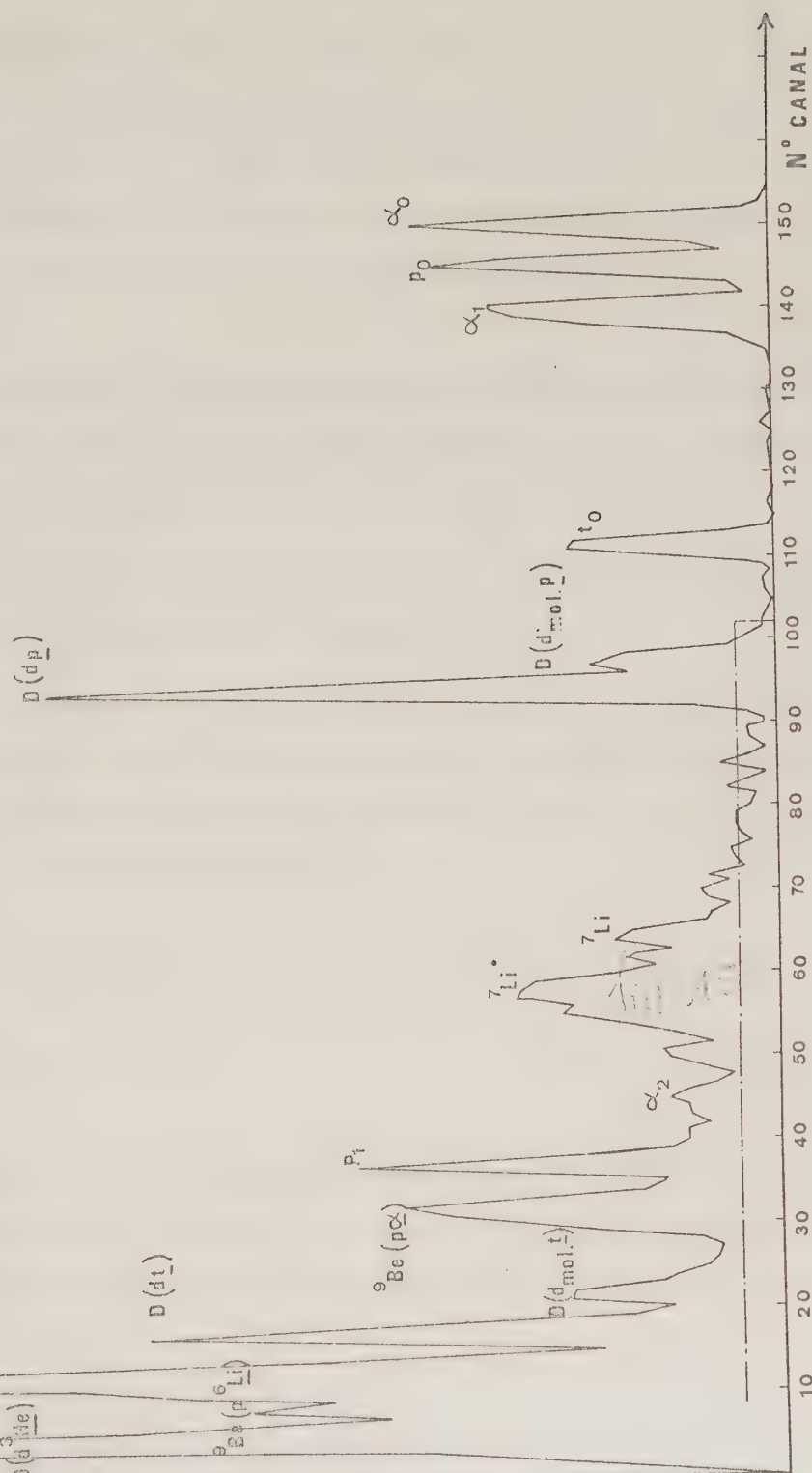
.../...

4

634

SPECTRE DIRECT ENREGISTRE A $\theta_{ab} = 135^\circ$

(MINCE ECRAN DE POLYSTYRENE)



LIBRARY

b) Des pics dus à la contamination de la cible :

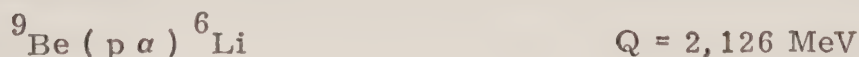
principalement ceux correspondant aux t, p, ^3He de la réaction dD .

Les réactions parasites sur l'Oxygène et le Carbone ne sont pas visibles et ce, du fait non seulement du piégeage par azote liquide, de la cible tournante mais aussi du faible rendement de ces réactions . En effet, l'énergie des deutérons et la barrière coulombienne de ces noyaux cibles réduisent considérablement la pénétrabilité des deutérons .

c) Des pics dus aux particules accélérées en même temps que les deutérons .

En l'absence d'analyse magnétique du faisceau, des deutérons moléculaires et des protons sont accélérés ainsi que les deutérons .

- Les deutérons moléculaires sont responsables des pics de la réaction dD correspondant à des deutérons d'énergie moitié .
- Les protons provoquent par réaction sur la cible de Be l'émission de p, d' α et de ^6Li de recul . La présence de protons accélérés est d'autant plus visible que la section efficace de la réaction $^9\text{Be} + \text{p}$ est de beaucoup supérieure à celle de la réaction $^9\text{Be} + \text{d}$



La présence de ces réactions parasites a été vérifiée par étude du spectre émis à partir du faisceau de protons incidents de même énergie Fig. II 14 . Nous chiffrons à 80⁰/o la proportion de faisceau utile à l'étude de la réaction $^9\text{Be} + \text{d}$.

.../...

d) Des pics dus à certains noyaux de recul .

Nous pouvons identifier les pics relatifs aux ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}^*$ de recul .

Pour vérifier les premières conclusions obtenues pour ces pics par ralentissement au moyen d'écrans de diverses épaisseurs, nous utilisons le dispositif électronique schématisé par la figure II. 2 et utilisons les méthodes suivantes :

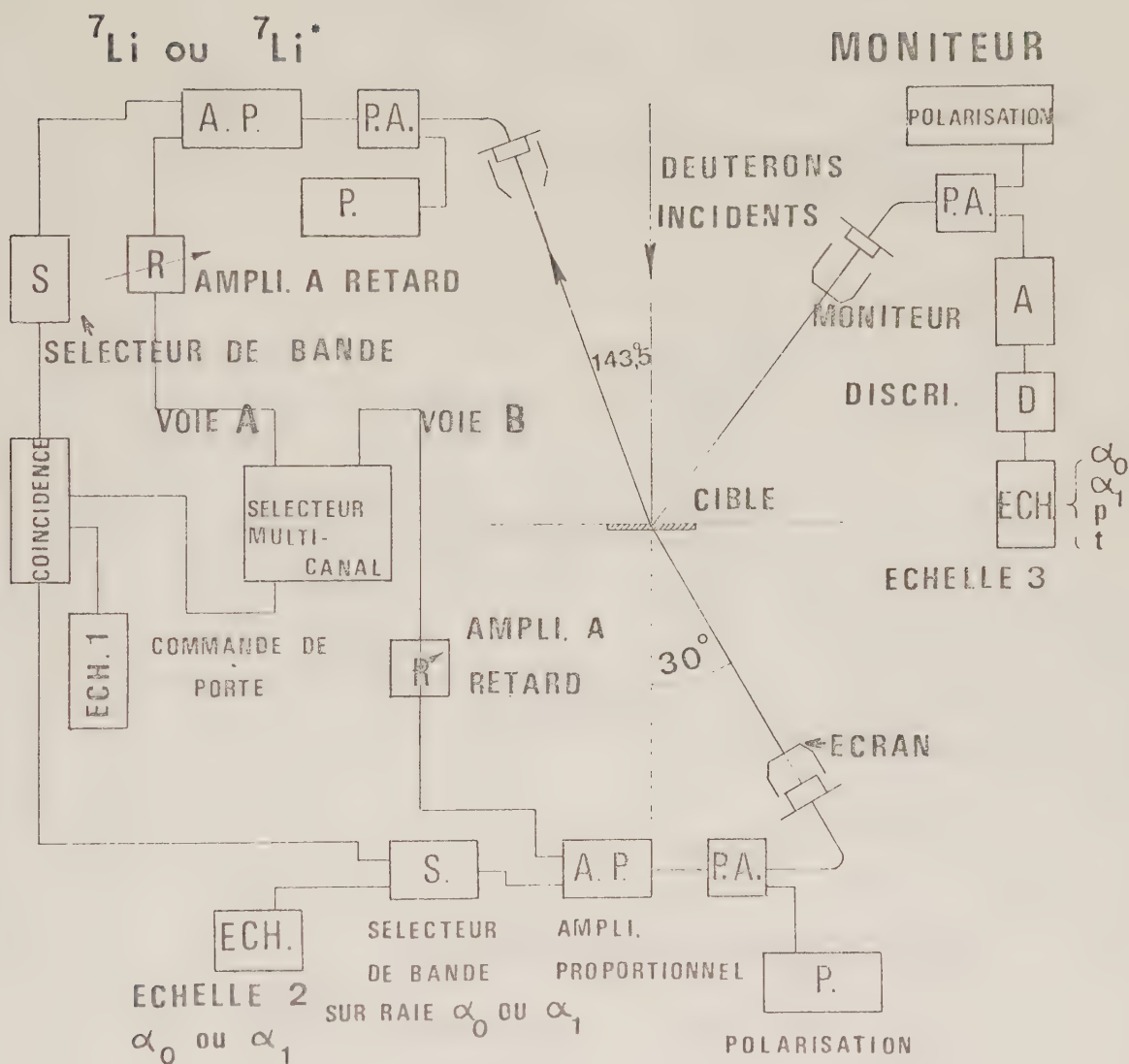
- Coïncidences des α_0 émis à 30° avec le spectre complet détecté à $143^\circ 5$.
- Coïncidences des α_1 avec le même spectre dans les mêmes conditions angulaires .
- Coïncidences des ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}^*$ ($E^* = 0,478 \text{ MeV}$) présumés émis à $143^\circ 5$ avec le spectre complet émis à 30°

Le choix de ces angles est dicté non seulement par la cinématique mais aussi par l'obligation de détecter les noyaux de recul vers l'arrière du fait de leur trop grande perte d'énergie dans la cible et le support, aussi minces soient-ils .

Les figures II. 3 et II. 4 donnent les résultats probants de ces mesures .

.../...

BLOC DIAGRAMME



I: SANS COINCIDENCE : SPECTRES DIRECTS

II: AVEC COINCIDENCE : SPECTRE $\propto$ VOIE B

SPECTRE Li VOIE A

FIGURE II 2

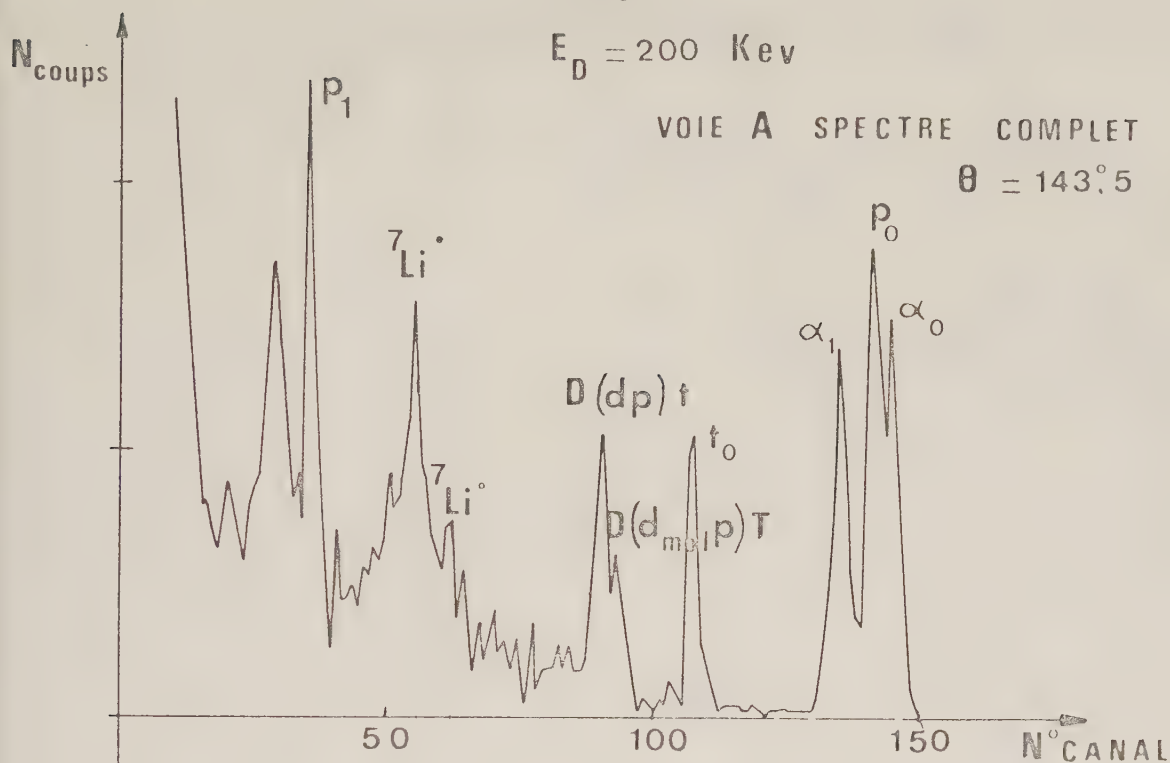
IDENTIFICATION DES NOYAUX DE RECUL ${}^7\text{Li}$ & ${}^7\text{Li}^*$

1^e MESURE

$E_D = 200 \text{ Kev}$

VOIE A SPECTRE COMPLET

$\theta = 143.5^\circ$



VOIE B
a) α_0
b) α_1

a) COINCIDENCE α_0 SPETRE COMPLET

b) COINCIDENCE α_1 SPETRE COMPLET



REPRESENTATION COHERENTE DES PICS
 ${}^7\text{Li}^*$ & ${}^7\text{Li}$

FIGURE II - 3

IDENTIFICATION DES NOYAUX DE RECOL ${}^7\text{Li}$ & ${}^7\text{Li}^*$

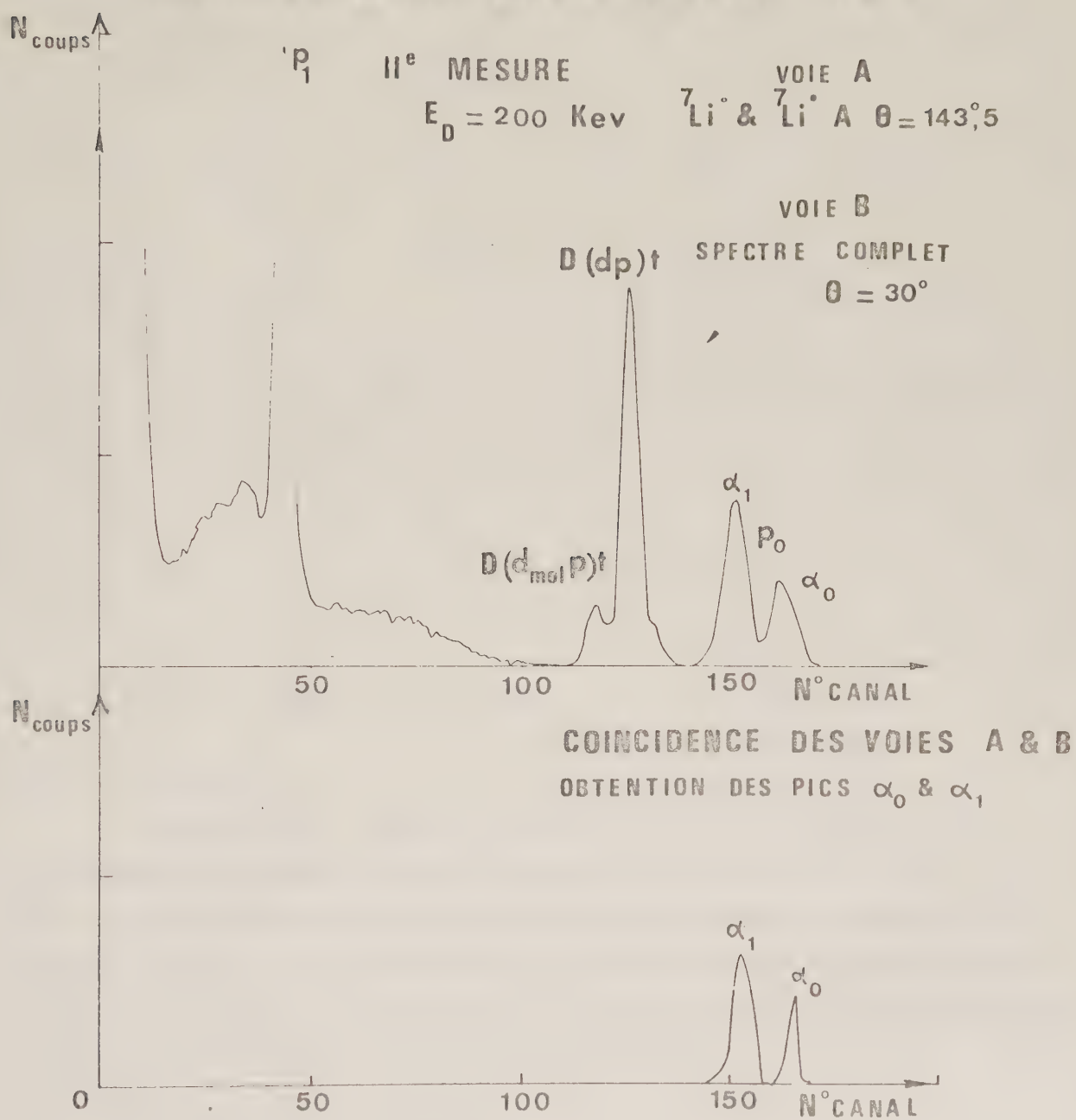


FIGURE II 4

Une preuve numérique supplémentaire peut être ajoutée. Le résultat des deux premières mesures donne un rapport :

$$\frac{d\sigma_{7\text{Li}}}{d\omega} \bigg/ \frac{d\sigma_{7\text{Li}}}{d\omega} = 1,93 \pm 0,23 \quad \text{à } 143^{\circ}5$$

1 la dernière donne :

$$\frac{d\sigma_{\alpha_1}}{d\omega} \bigg/ \frac{d\sigma_{\alpha_0}}{d\omega} = 2,22 \pm 0,29 \quad \text{à } 30^{\circ}$$

(Les résultats obtenus par la suite pour la mesure des distributions angulaires présentent à 30° une meilleure statistique :

$$\frac{d\sigma_{\alpha_1}}{d\omega} \bigg/ \frac{d\sigma_{\alpha_0}}{d\omega} = 2,37 \pm 0,18$$

Ces résultats sont obtenus à 200 keV .

e) Etude des continua .

Nous pouvons calculer les énergies extrémales des produits de désexcitation du noyau résiduel lorsque sa décomposition en deux corps est énergétiquement possible . Ces calculs permettent de délimiter les divers continua . Nous avons tenté de les vérifier par des expériences de coïncidences, mais la précision de ces mesures est trop limitée vu le très faible taux de comptage résultant des conditions expérimentales .

.../...

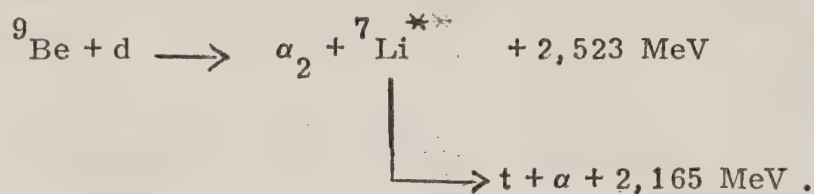
Les continua possibles à partir de la réaction ${}^9\text{Be} + d$ sont nombreux et expliquent la complexité du spectre jusqu'à 3 MeV : Figure II.1.

A $E_D = 200 \text{ keV}$

$\theta_{\text{lab.}} = 150^\circ$

nous notons :

- 2 continua dus à la désexcitation du ${}^7\text{Li}^{**}$ ($E^* = 4,63 \text{ MeV}$) émis par la réaction :

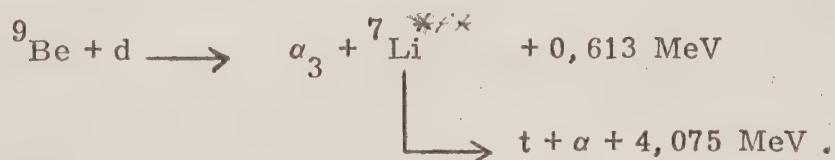


La largeur du niveau : $\Gamma = 93^{+1}_{-5} \text{ keV}$ est négligée dans l'évaluation des limites de ces 2 continua :

$$0,016 \leq E_\alpha \leq 2,73 \text{ MeV}$$

$$0,153 \leq E_t \leq 2,94 \text{ MeV}$$

- 2 continua relatifs au ${}^7\text{Li}^{***}$ ($E^* = 6,56 \text{ MeV}$)



.../...

Les continua correspondants étant les suivants :

$$0,48 \leq E_{\alpha} \leq 2,93 \text{ MeV}$$

$$0,923 \leq E_t \leq 2,33 \text{ MeV}$$

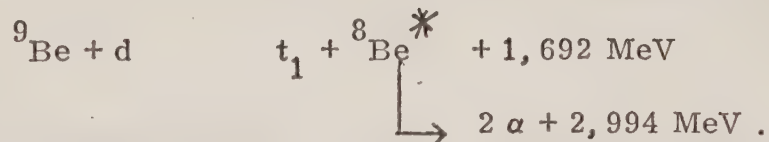
(La largeur du niveau : 800 keV n'étant pas négligée) .

- Une possibilité d'obtention d' α de 1,90 MeV et de triton de 2,56 MeV provenant du ${}^7\text{Li}^*$ ($E^* = 7,48 \text{ MeV}$) dont la limite de décomposition est presque atteinte ; en effet :



Le Q de la réaction étant égal à l'énergie de la voie d'entrée

- Un continua α du à la décomposition du ${}^8\text{Be}^*$ ($E^* = 2,90 \text{ MeV}$) en 2 α suivant le schéma



En tenant compte de la largeur de 800 keV du niveau de $2,90 \pm 0,40 \text{ MeV}$, nous citerons les limites suivantes :

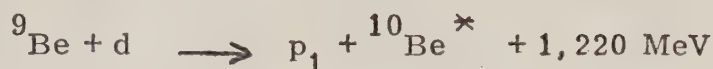
$$0,27 \leq E_{\alpha} \leq 2,88 \text{ MeV}$$

.../...

III - ETUDE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES -

La mesure des distributions angulaires des produits chargés de la réaction ${}^9\text{Be} + d$ est faite à 120, 150 et 200 keV .

A cette dernière énergie seule, il a été possible de séparer suffisamment le proton p_1 relatif à la réaction :



pour en obtenir une distribution angulaire complète .

La méthode de séparation des pics que nous utilisons est basée sur les pertes d'énergie différentes des α , p et t à travers un même écran .

La cinématique des diverses réactions étudiées est telle qu'un choix de plusieurs écrans d'Al et de Ni d'épaisseur inférieure ou égale à $0,89 \text{ mg/cm}^2$ a été nécessaire .

Un exemple de séparation des α_0 , α_1 , t_0 , p_0 et p_1 est donné par la Figure II.5. La mesure de distributions angulaires de ces particules peut donc ainsi être faite à certains angles simultanément .

Nous donnons de la figure II.6. à II.12, les distributions obtenues .

.../...

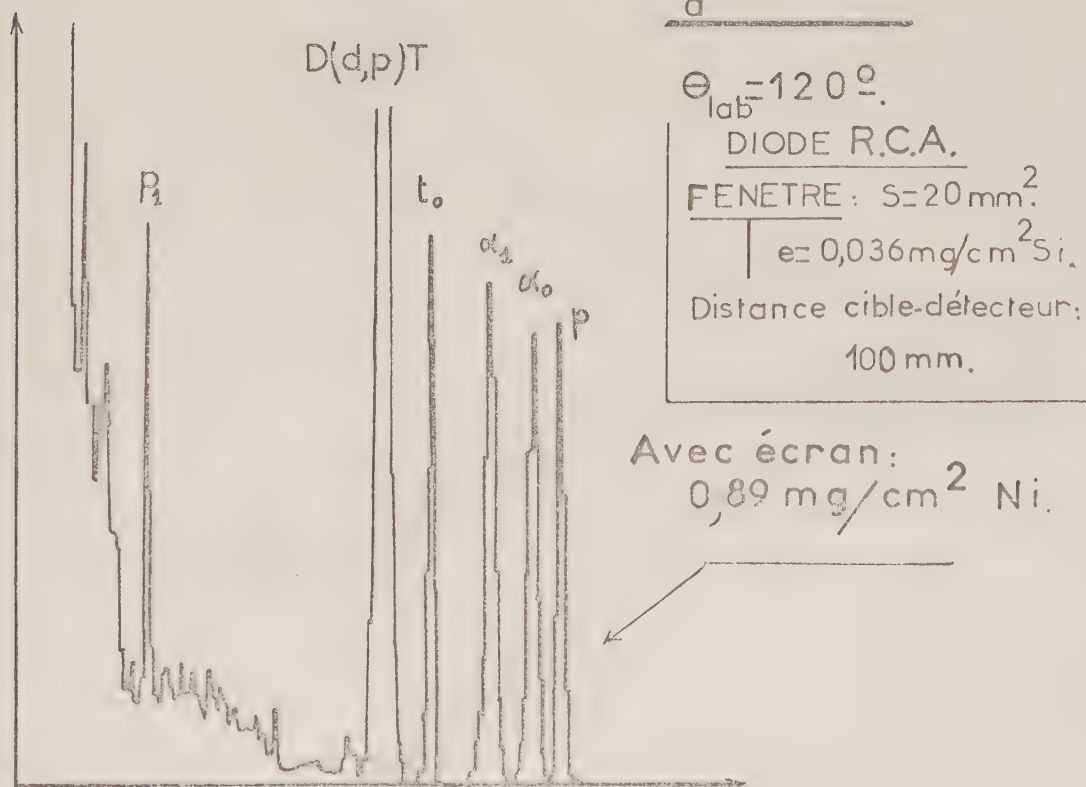
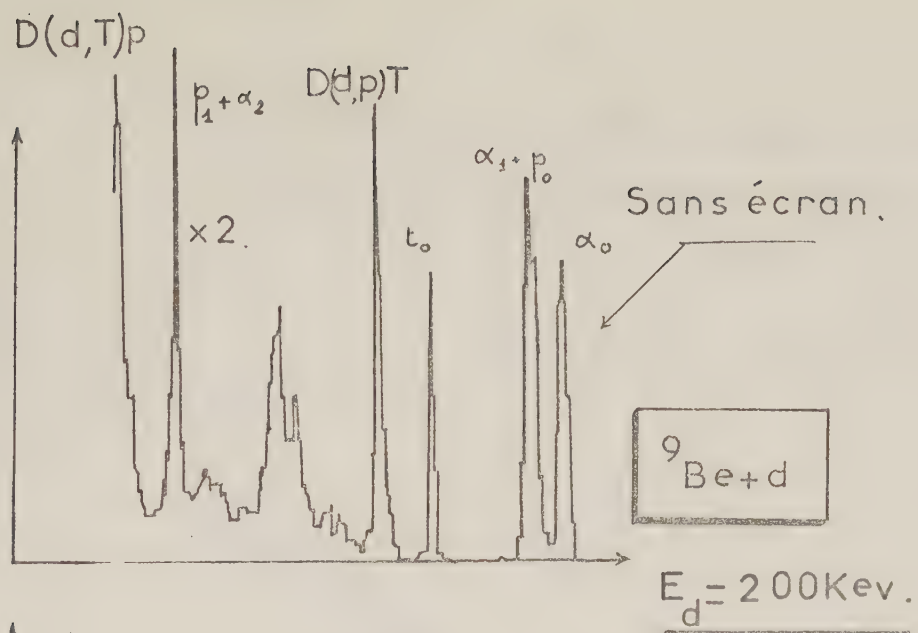


FIGURE II 5

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES PROTONS et ALPHAS

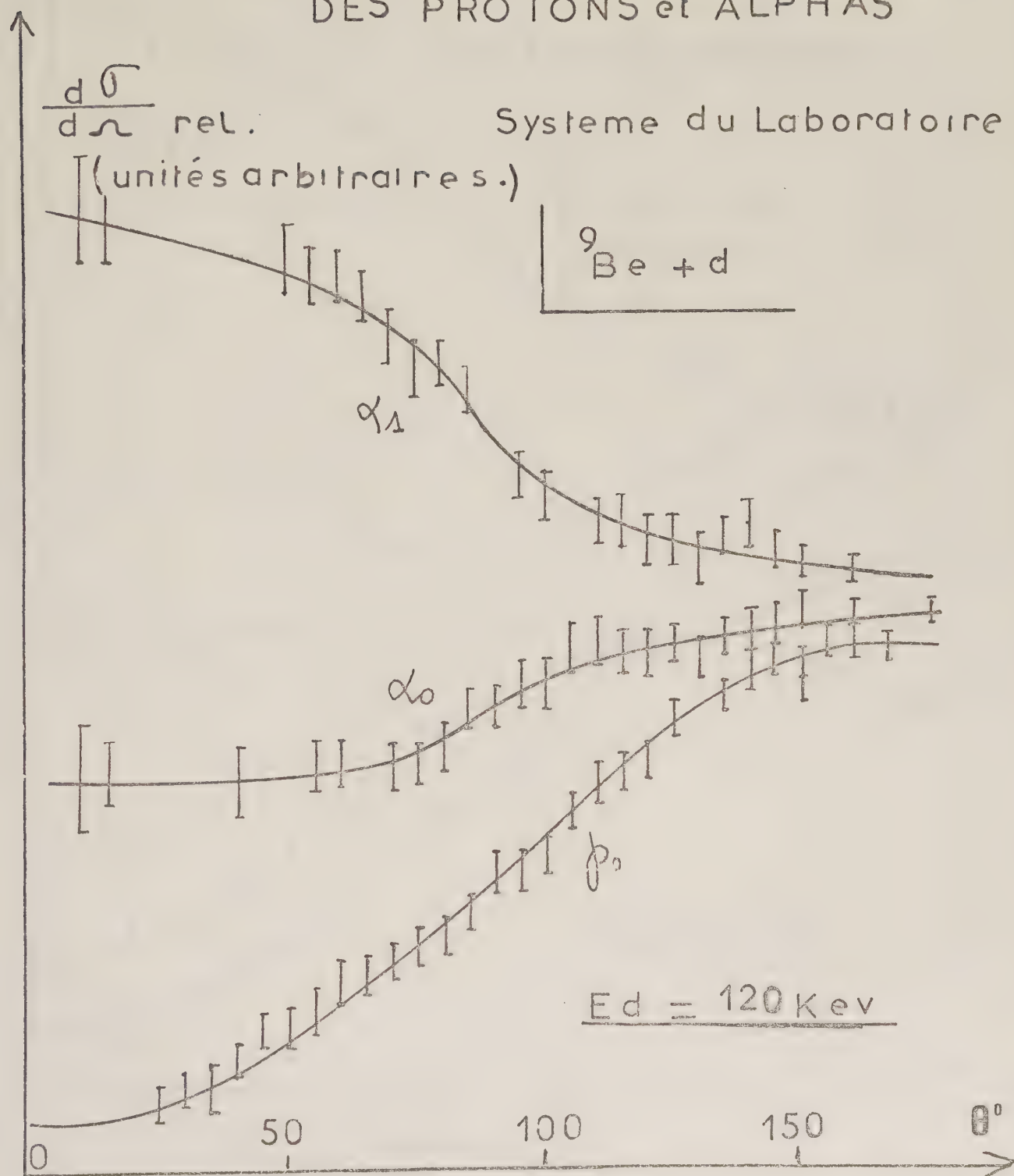


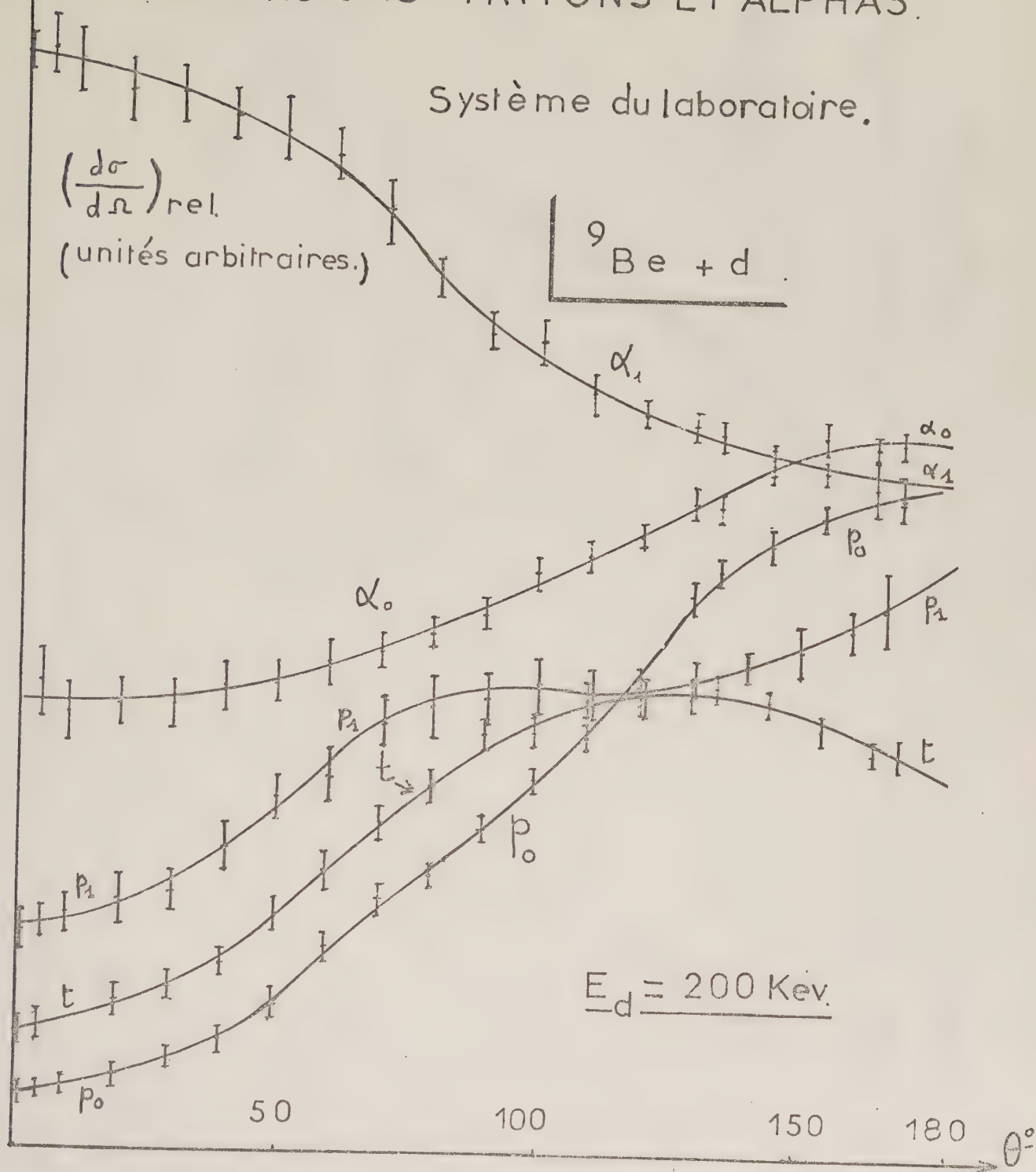
FIGURE II 6

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES PROTONS TRITONS ET ALPHAS.

Système du laboratoire.

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{rel.}}$
(unités arbitraires.)

${}^9\text{Be} + d$



$E_d = 200 \text{ Kev.}$

FIGURE II 7

FONCTION D'EXCITATION DE LA REACTION
 ${}^9\text{Be} (dp_0) {}^{10}\text{Be}$ ETABLIE A $\theta_{\text{lab}} = 170^\circ$

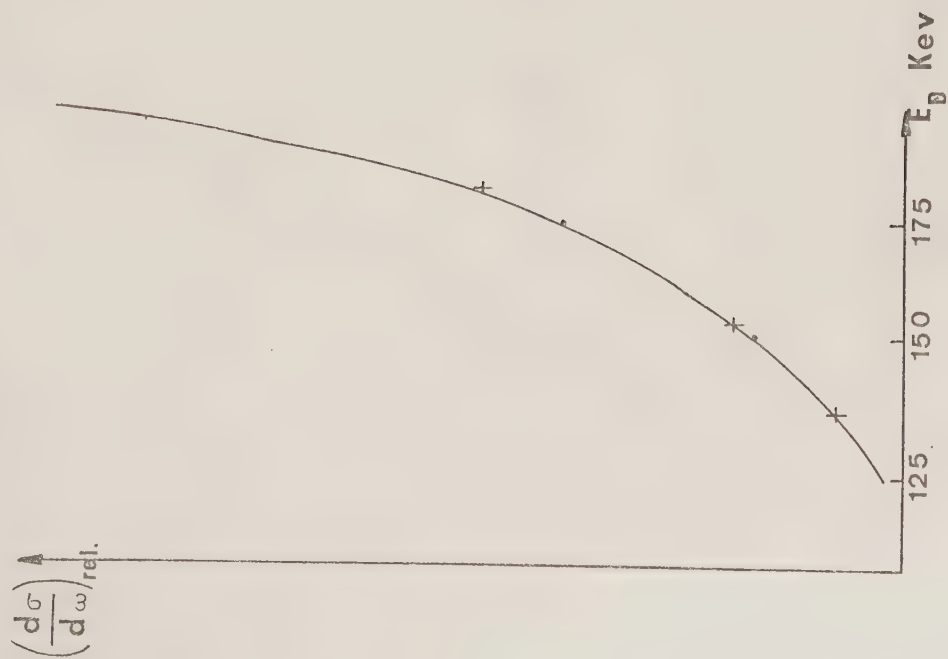


FIGURE II-8a

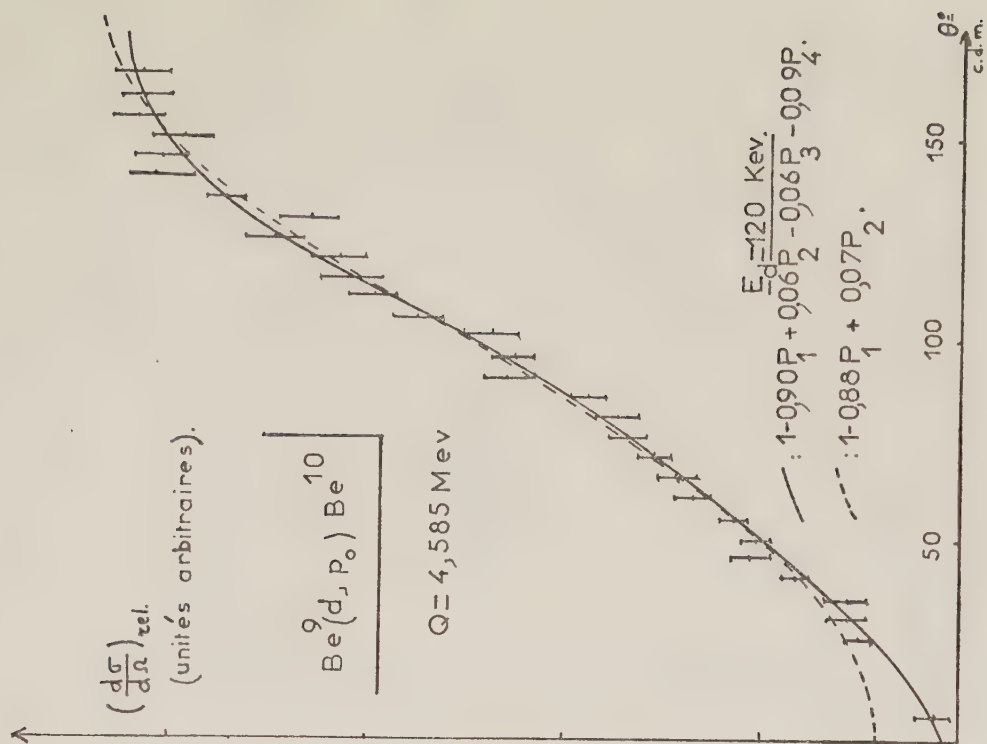


FIGURE II-8b

DISTRIBUTION ANGULAIRE

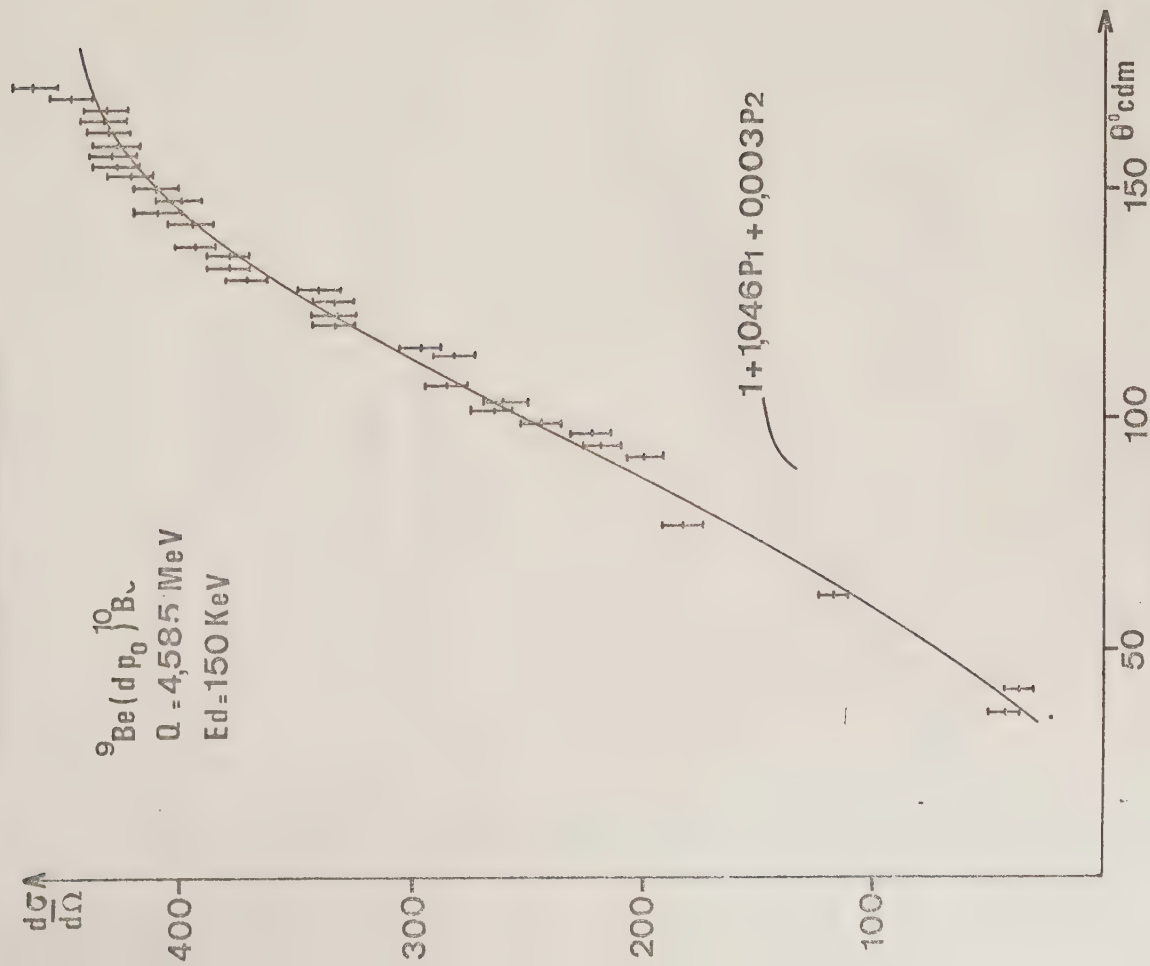


FIGURE II 9a

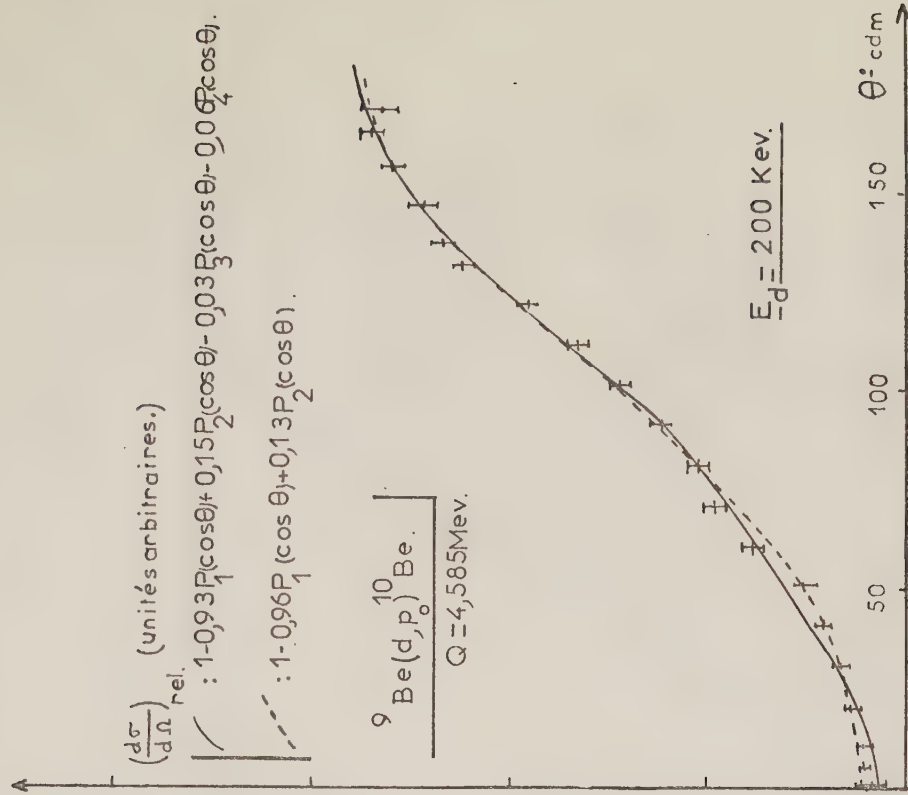


FIGURE II 9b

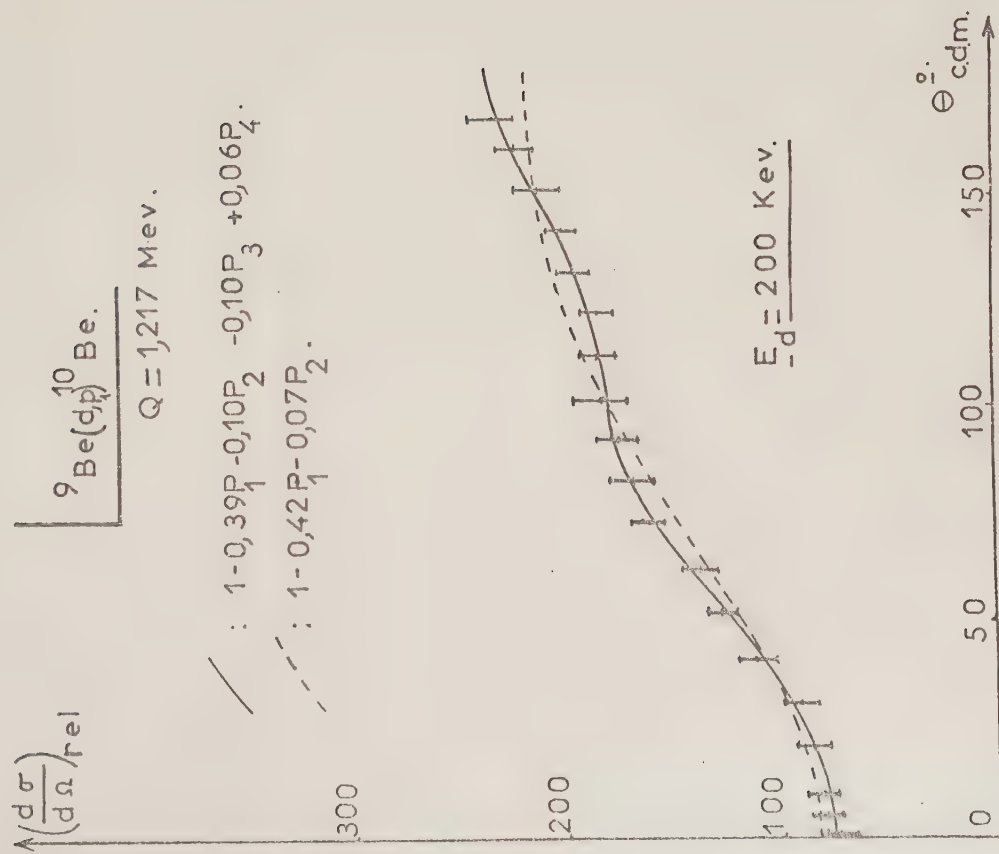


FIGURE II 10a

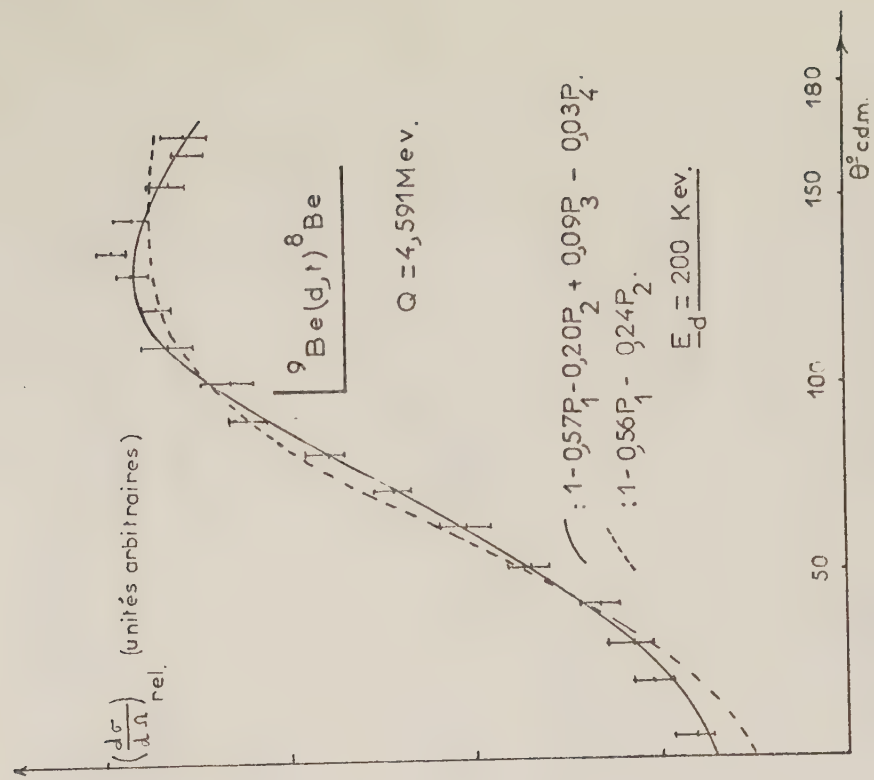


FIGURE II 10b

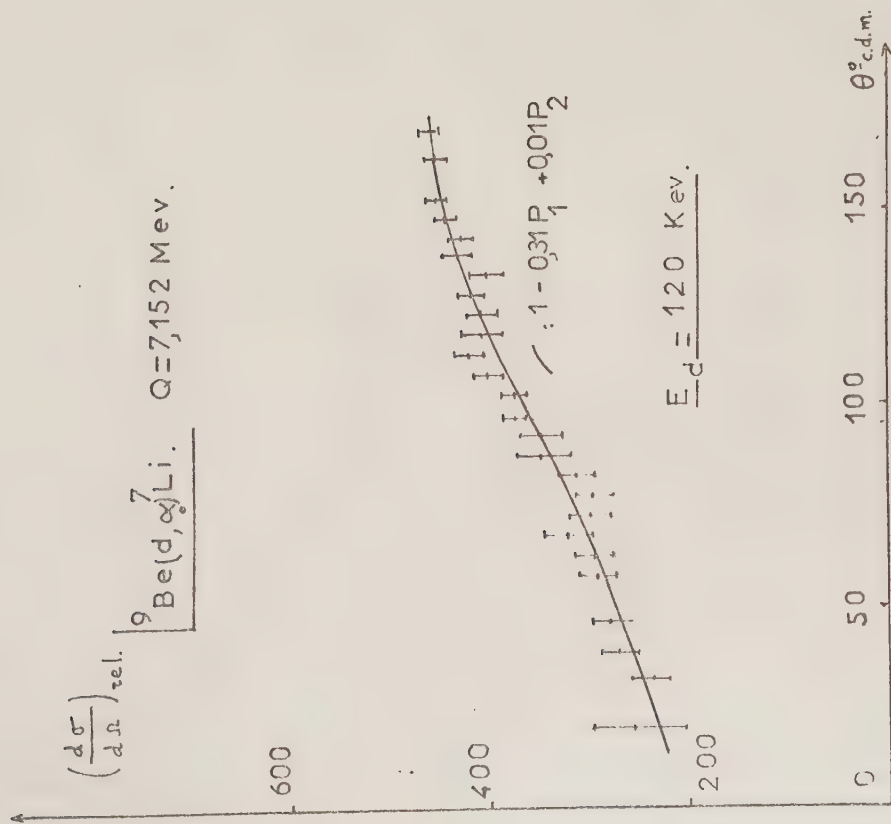


FIGURE II 11 a

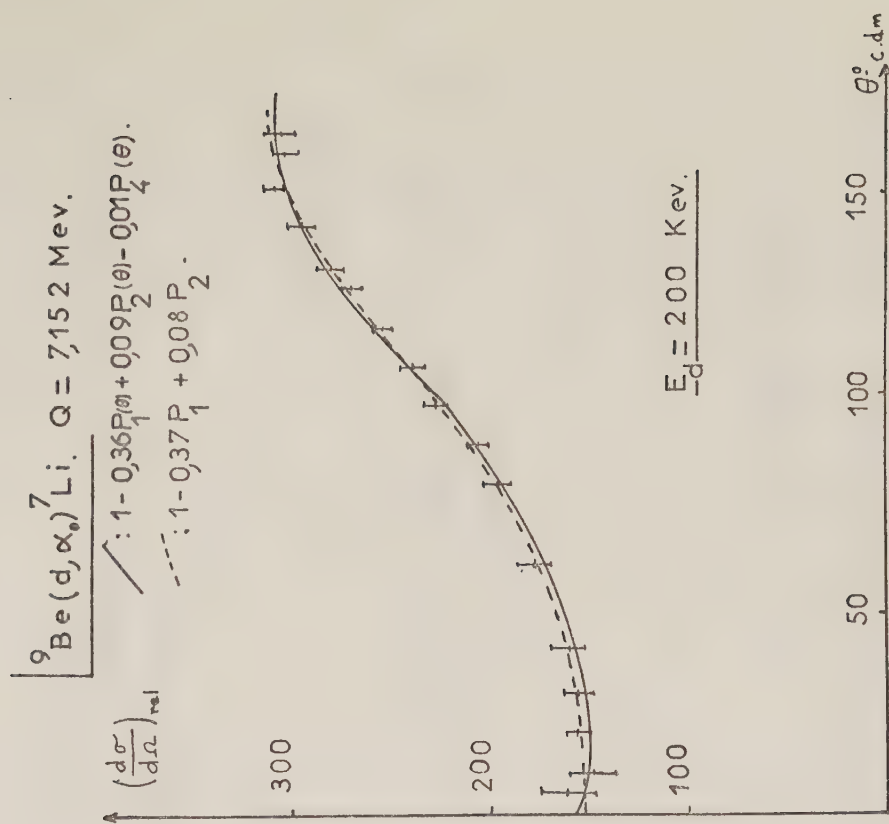


FIGURE II 11 b

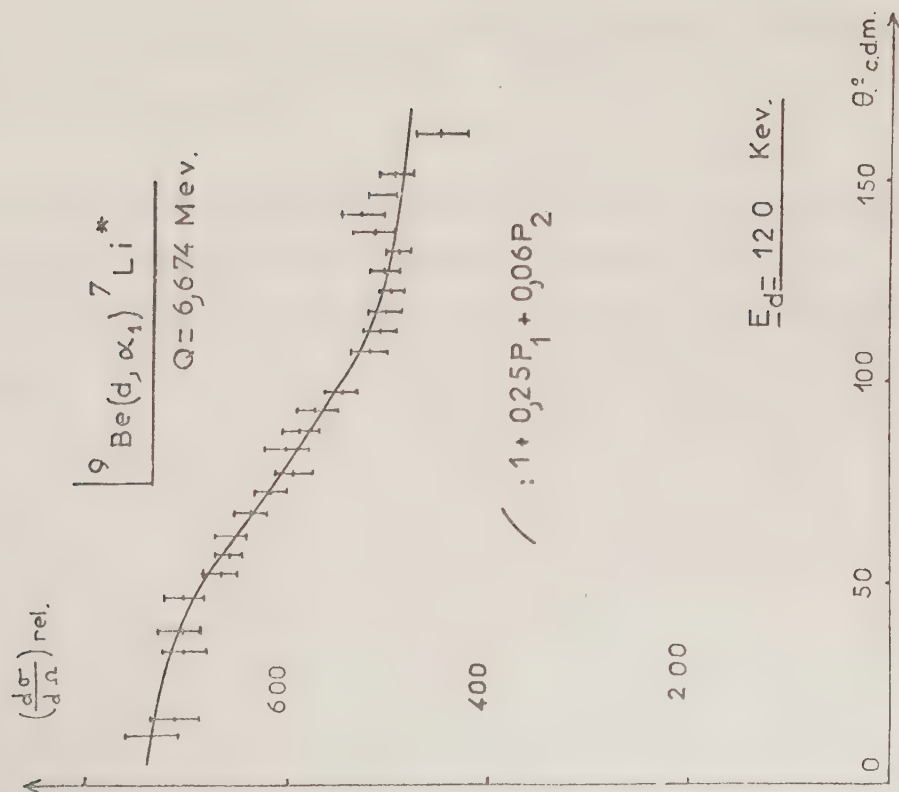


FIGURE II 12 a

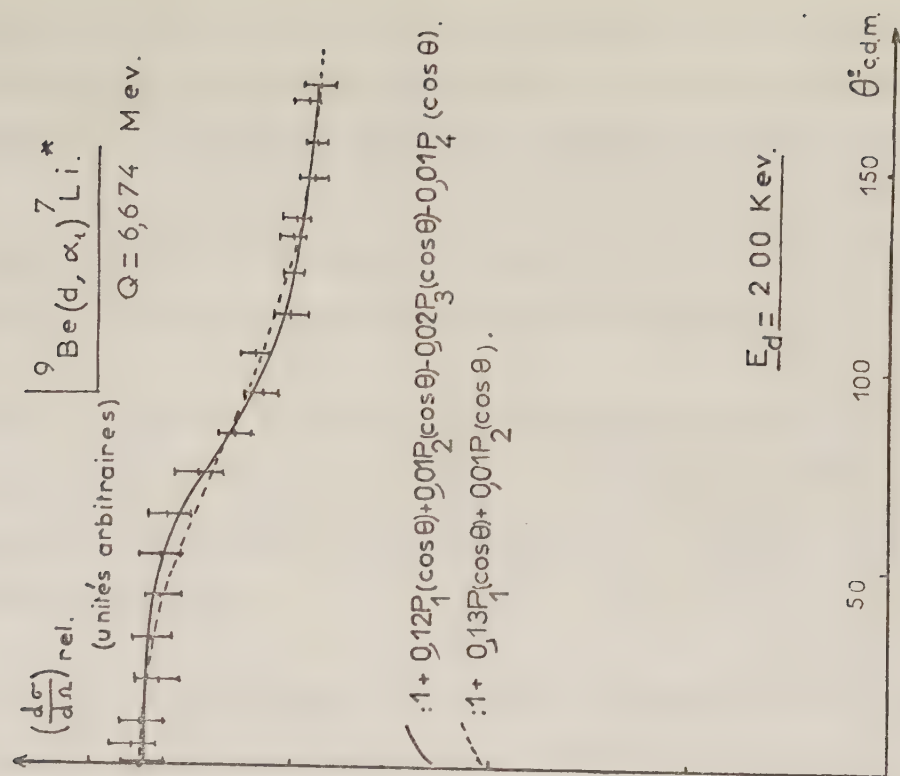


FIGURE II 12 b

Les figures II. 6 et II. 7 donnent nos résultats à 120 et 200 keV, dans le système du laboratoire, en unités relatives mais cohérentes de façon à avoir une valeur comparative des distributions angulaires obtenues à même énergie incidente

Les figures II. 8 à II. 12 donnent la traduction de ces courbes dans le système du centre de masse en série de polynômes de LEGENDRE .

Il doit être noté que sur toutes les courbes obtenues pour les α_0 , α_1 et p_0 une série de polynômes d'ordre maximal 2 suffit, tandis que les distributions angulaires des t_0 et p_1 trouvent une interprétation un peu meilleure dans un développement jusqu'à l'ordre 4 .

Nous donnons dans le tableau suivant nos résultats expérimentaux en bon accord avec ceux obtenus par d'autres laboratoires pour p_0 et t_0 .

Notre précision est seulement meilleure, ces mesures antérieures n'ayant pu être faites qu'au moyen de plaques nucléaires (Sm . 57) .

A notre connaissance, aucune mesure angulaire n'a été faite dans cette gamme d'énergie, des α_0 , α_1 et p_1 .

Dans le but de vérifier l'absence de résonance dans notre gamme d'énergie, nous avons enregistré les diverses fonctions d'excitation . Celles-ci présentent une allure monotone analogue à celle du p_0 que nous donnons à titre d'exemple : figure II. 8.

.../...

TABLEAU RECAPITULATIF -

 $^9\text{Be} + d$

REACTION	Energie incidente 120 keV	A_1/A_0	A_2/A_0	A_3/A_0	A_4/A_0
$^9\text{Be} (dp_0) ^{10}\text{Be}$	120 keV	- 0,88	0,066		
		- 0,90	0,057	- 0,03	- 0,09
	150 keV	- 1,046	0,003		
		- 1,040	-0,016	- 0,07	- 0,10
	200 keV	- 0,95	0,13		
		- 0,93	0,15	- 0,03	- 0,06
$^9\text{Be} (dp_1) ^{10}\text{Be}^*$	200 keV	- 0,42	- 0,07		
		- 0,39	- 0,10	- 0,10	- 0,06
$^9\text{Be} (dt_0) ^8\text{Be}$	200 keV	- 0,56	- 0,24		
		- 0,57	- 0,20	+ 0,086	- 0,028
$^9\text{Be} (d \alpha_0) ^7\text{Li}$	120 keV	- 0,306	0,006		
	200 keV	- 0,37	0,08		
$^9\text{Be} (d \alpha_1) ^7\text{Li}^*$	120 keV	+ 0,246	0,06		
	200 keV	+ 0,13	0,01		

N. B. - Dans un but de rapprochement théorique d'interprétation des réactions (dt) et (pd) nous avons ainsi établi la distribution angulaire de la réaction $^9\text{Be} (pd)$ et simultanément celle de la réaction $^9\text{Be} (p \alpha)$ dont les figures II.13 et II.14 donnent les résultats.

.../...

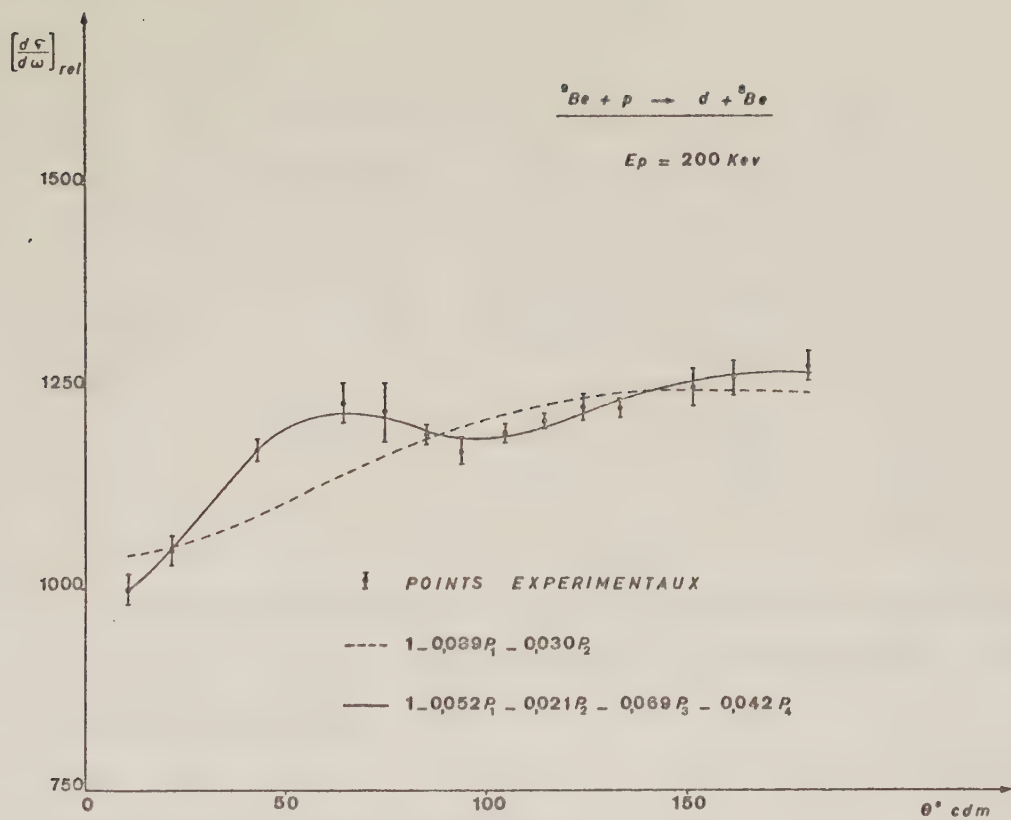


FIGURE II 13

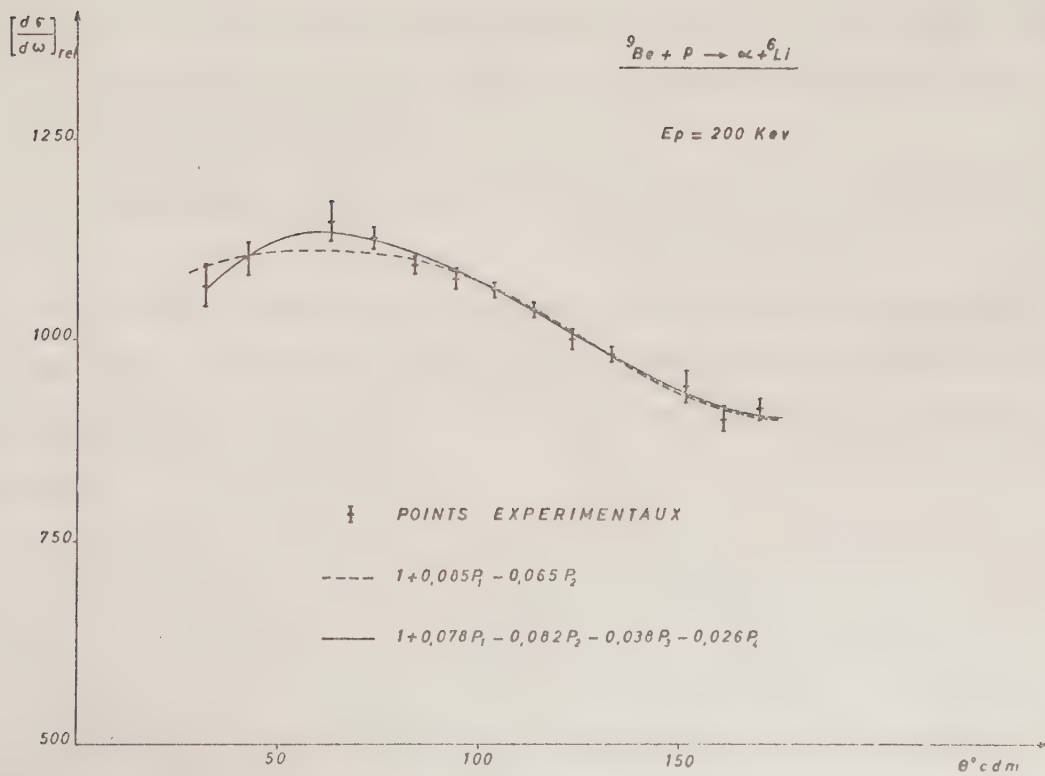


FIGURE II 14

REACTION	Energie incidente	A_1/A_0	A_2/A_0	A_3/A_0	A_4/A_0
$^9\text{Be} (p d) ^8\text{Be}$	200 keV	- 0,089	- 0,030		
		- 0,052	- 0,021	- 0,069	- 0,042
$^9\text{Be} (p \alpha) ^6\text{Li}$	200 keV	+ 0,085	- 0,065		
		+ 0,078	- 0,082	- 0,038	- 0,026

Les coefficients des polynômes de LEGENDRE ont été évalués par la méthode des moindres carrés. Leur précision a pu être chiffrée à partir d'un test un χ^2 et leur erreur n'excède pas 8 %.

V - MESURE DE SECTION EFFICACE ABSOLUE -

A une énergie aussi basse, avec notre dispositif de détection, il est très difficile de faire une mesure précise de section efficace absolue.

Il est pratiquement impossible de trouver un compromis entre les 2 extrêmes que représentent pour une mesure de section efficace très faible :

- Une bonne statistique
- Une bonne mesure par utilisation d'une cage de Faraday.

En effet, l'utilisation d'une cage de Faraday demande à nos énergies incidentes une cible extrêmement mince, donc pratiquement auto-portée et par conséquent une intensité de faisceau très faible : conditions incompatibles avec une bonne statistique.

.../...

Nous n'avons donc pu faire qu'une mesure approchée de cette section efficace en utilisant, un intégrateur de courant et un anneau chargé devant la cible, destiné à repousser les électrons produits .

Nos mesures donnent pour des deutérons incidents de 200 keV :

$$(\sigma_T)_{\alpha_1} = 550 \mu \text{ barns}$$

$$(\sigma_T)_{p_0} = 220 \mu \text{ barns}$$

$$(\sigma_T)_{\alpha_0} = 360 \mu \text{ barns}$$

$$(\sigma_T)_{p_1} = 275 \mu \text{ barns}$$

$$(\sigma_T)_t = 230 \mu \text{ barns}$$

L'imprécision d'une telle mesure est de l'ordre de 30 à 50 % .

L'intégration des différentes distributions angulaires en valeurs relatives mais cohérentes, donne une mesure comparative des sections efficaces totales normalisée à celle du proton p_0 .

Par exemple à 200 keV (dans le système du centre-de-masse) :

$$\frac{(\sigma_T)_{\alpha_0}}{(\sigma_T)_{p_0}} = 1,63 \pm 0,20$$

$$\frac{(\sigma_T)_{\alpha_1}}{(\sigma_T)_{p_0}} = 2,50 \pm 0,26$$

$$\frac{(\sigma_T)_t}{(\sigma_T)_{p_0}} = 1,05 \pm 0,11$$

$$\frac{(\sigma_T)_{p_1}}{(\sigma_T)_{p_0}} = 1,246 \pm 0,14$$

.../...

Nous notons ici l'égalité des sections efficaces totales relatives à l'émission du triton et du proton correspondant au noyau de recul à l'état fondamental .

Ceci avait déjà été remarqué par :

De Jong, Endt et Simons (De 52) à 150 keV et par R.K. Smither (Sm 57) à 100, 170 et 200 keV .

ETUDE DU STRIPPING DU DEUTERON A TRES BASSE

ENERGIE SUR LES NOYAUX LEGERS

REACTIONS ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$ ET ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$

Notre étude est menée à partir de 2 réactions (dp) provoquées par des deutérons de basse énergie sur un même noyau léger ${}^9\text{Be}$. Ces deux conditions la rendent complexe :

- La très basse énergie des deutérons incidents implique une participation probablement importante du mécanisme de noyau composé, masquant les formes caractéristiques de l'interaction directe .

Les ondes incidentes de faible moment angulaire orbital peuvent du fait de leur pénétration non négligeable provoquer des réactions fortement résonantes . Ceci reste vrai même si la faible énergie des protons produits par une réaction de Q faible peut restreindre leur émission et même si dans le cas d'une réaction de Q fort, le grand nombre de voies ouvertes la défavorise au profit de celle des neutrons .

- Dans le cadre d'un mécanisme d'interaction directe prédominant, l'énergie incidente très basse et le noyau cible très léger ajoutent une difficulté importante , celle de prévoir l'importance relative des distorsions coulombiennes et nucléaires dans les voies d'entrée et de sortie .

Dans la mesure du possible notre principal but est de déterminer ici la contribution du processus direct. Dans le cas où elle serait prépondérante nous tenterions une détermination des caractéristiques du stripping à si basse énergie, la variation de l'importance des distorsions avec le moment de transfert mis en jeu, et par là même, le degré d'applicabilité des divers modèles du stripping du deutéron.

I - THEORIE DE L'INTERACTION DIRECTE -

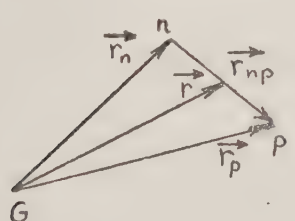
Cette étude, se limite, dans notre cas, à celle du stripping du deutéron.

On aura un mécanisme typique de stripping si le neutron est capté sur une orbite vacante initiale de C. Dans ce modèle 3 potentiels sont responsables de la réaction :

- l'interaction V_{np} entre le neutron et le proton du deutérium.
- les interactions V_{pC} et V_{nC} de chacun de ces nucléons avec le noyau-cible.

Le formalisme de la matrice de collision permet la description d'une telle réaction : $C(d, p) B$

Dans le système du centre de masse, l'onde plane incidente est de la forme :



$$\chi_a = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{i \vec{k}_d \cdot \vec{x}_d} \cdot \varphi_c(\xi) \cdot \varphi_d(r_{np})$$

où $\vec{k}_d$ est la quantité de mouvement du deuteron incident.

$\varphi_c(\xi)$ la fonction d'onde interne du noyau initial dont les coordonnées internes sont ξ .

$\varphi_d(r_{np})$ la fonction d'onde interne du deuteron.

L'hamiltonien total du système en exprimant par T l'opérateur Energie Cinétique est le suivant :

$$H = H_C + T_p + T_n + V_{np} + V_{nC} + V_{pC}$$

H_C est l'hamiltonien du noyau initial qui n'agit que sur la fonction d'onde interne de celui-ci .

Dans les voies d'entrée et de sortie les hamiltoniens sont respectivement :

$$H_i = H_C + T_p + T_n + V_{np}$$

$$H_f = H_C + T_p + T_n + V_{nC}$$

La fonction d'onde totale du système dont la condition à la limite asymptotique est :

$$\psi_a^+ = \chi_a + \frac{1}{E_a + i\eta - H} (V_{nC} + V_{pC}) \chi_a$$

L'onde plane caractérisant l'état final s'écrit de même :

$$\chi_b = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\vec{k}_p \cdot \vec{x}_p} \cdot \psi_B(\vec{x}, \vec{x}_n, s) \cdot \varphi_p$$

$\vec{k}_p$ étant la quantité du mouvement du proton sortant de spin φ_p .

$\psi_B(\vec{r}_n, s)$ fonction d'onde du noyau final ayant capté sur une orbite le neutron.

$(\vec{r}_n)$.

.../...

L'élément de la matrice est :

$$\langle b | \mathcal{U} | a \rangle = A_{ba} = \left(\chi_b, (V_{np} + V_{pc}) \psi_a^+ \right)$$

Les fonctions ψ_C et ψ_B sont normalisées et convenablement antisymétrisées . En toute rigueur l'antisymétrisation devrait porter sur le neutron et le proton du deutéron . Les modifications qu'entraîne cette opération sont habituellement négligées, à juste titre pour le neutron si l'on admet la validité du modèle en couches, et avec moins de rigueur pour le proton qui introduit des termes d'échange .

L'élément de matrice de diffusion peut être simplifié en exprimant l'action de V_{pC} par une modification de la fonction d'onde χ_b . Il est démontré qu'il suffit de la remplacer par ψ_b^- qui est l'onde du proton élastiquement diffusée par le noyau final :

$$\psi_b^- = \chi_b + \frac{1}{E_a - i\eta - H_2} V_{pC} \psi_b^-$$

La matrice de diffusion est alors celle calculée dans l'approximation des ondes distordues (DWBA) établie par SATCHLER et TOBOCMAN (Sa 65) (To 61) .

.../...

A - Approximation des ondes distordues (DWBA) .

Dans le calcul numérique, la fonction ϕ_b est estimée en remplaçant globalement l'interaction nucléaire du noyau final par le potentiel optique convenant au proton et au noyau résiduel . C'est donc l'onde élastique calculée à l'aide de la somme du potentiel optique et du potentiel coulombien .

De même si nous voulons dégager seulement la contribution directe dans la matrice de transition, nous substituons ψ_a^+ à l'onde élastique diffusée par la somme du potentiel optique caractéristique de la voie et du potentiel coulombien. D'une façon approchée :

$$A_{ba} = (\psi_b^-, V_{pn} \psi_a^+)$$

Explicitement :

$$(III-1) \quad A_{dp} = \left\langle \phi_{pB}^-(\vec{k}_p, \vec{x}_{pB}) \cdot \varphi_p^{J_p M_p} \cdot \varphi_B^{J_B M_B}(\vec{x}_{nc}) | V_{pn} | \right. \\ \left. \times \varphi_d^{J_d M_d}(\vec{x}_{np}) \cdot \varphi_c^{J_c M_c} \phi_{dc}^+(\vec{k}_d, \vec{x}_{dc}) \right\rangle$$

en supposant la masse du noyau cible grande devant celle du deutéron .

avec : $\hbar J_x$ les moments angulaires de spin des particules x .

r_{xy} la distance des centres de gravité des particules x et y .

ϕ_{xy}^+ les ondes entrantes ou sortantes distordues caractéristiques de la voie xy .

.../...

Notons que le facteur :

$$\langle \varphi_p^{\overline{J}_p M_p} \cdot \varphi_B^{\overline{J}_B M_B}(\vec{x}_{nc}) | V_{np} | \varphi_d^{\overline{J}_d M_d}(\vec{x}_{np}) \varphi_c^{\overline{J}_c M_c} \rangle$$

traduit l'interaction effective lors du passage d'un état de diffusion élastique à un autre . Ce terme contient toutes les informations sur la structure nucléaire et les règles de sélection . Celles-ci sont de deux ordres . Elles portent sur les moments angulaires et sur la parité :

$$\vec{J}_B - \vec{J}_C = \vec{s}_n + \vec{l}_n$$

$\vec{l}_n$ et $\vec{s}_n$ étant le moment orbital et le spin de la particule captée par le noyau cible .

Par ailleurs :

$$\vec{l}_n = \vec{L}_d - \vec{L}_p$$

si l'on néglige le retournement des spins au cours de la réaction .

Nous traduisons la conservation de la parité par la relation :

$$\pi_B \cdot \pi_C = (-)^{l_n}$$

Ces règles de sélection limitent les valeurs du moment angulaire de capture :

$$l_n = l_c$$

L'expression générale de la section efficace est la suivante :

$$(III_2) \quad \frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\mu_{cd} \cdot \mu_{pB}}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_p}{k_d} |A_{dp}(\vec{k}_d, \vec{k}_p)|^2$$

Notons que cette expression contient deux facteurs caractéristiques

- le facteur de Forme F qui traduit le type de l'interaction $n - C$.
- le facteur spectroscopique S qui traduit la probabilité de trouver la particule captée à la surface du noyau final avec un moment angulaire l_c .

B - Approximation par des ondes coulombiennes (CWBA).

Suivant le domaine d'expérience, des simplifications peuvent s'imposer. Pour les réactions de faible bilan d'énergie, induites par des deutérons peu énergétiques, le potentiel coulombien peut jouer un rôle prépondérant qui rend l'influence du potentiel nucléaire négligeable.

Les ondes entrantes et sortantes sont en première approximation assimilées à des ondes purement coulombiennes.

Sur ces bases, MORINIGO (Mo 65) obtient une équation analytique simple de la section efficace.

.../...

C - Approximation par des ondes planes (PWBA) .

De façon à obtenir un modèle simple , BUTLER (Bu 50) suppose le couplage fort, la diffusion élastique faible . La fonction d'onde ψ^+ peut à l'extérieur du noyau être remplacée par une onde plane χ_a . Elle est très fortement absorbée dès que le neutron pénètre dans le noyau .

Dans ces conditions :

$$\begin{aligned} \psi_a^+ &= \chi_a & \text{pour } r \gg R_c \\ &= 0 & \text{pour } r < R_c \end{aligned}$$

BUTLER ignore l'interaction V_{pC} ce qui implique :

$$\psi_b^- = \chi_b$$

La section efficace se présente sous la forme :

$$(III.3) \quad \frac{d\sigma}{d\omega} \sim \frac{k_p}{k_d} \times \frac{2J_B+1}{2J_C+1} P^2(q) \times \left\{ \frac{1}{\pi} \sum_l \theta^2(l) \times \right. \\ \left. \times \left| W \left[\pi \int_l(qx) \cdot h_l^{(1)}(ik_n x) \right]_{x=R_c} \right|_{l=l_c}^2 \right\}$$

où $P(q)$ est la transformée de FOURIER de la fonction de HULTEN
représentant la fonction d'onde interne du deutéron

$\theta^2(l)$ la " largeur réduite " directement reliée au facteur spectroscopique précédemment défini .

.../...

$h_{\ell}^{(1)}$ la fonction de HANKEL de première espèce

k_n nombre d'onde du neutron capturé dans le noyau résiduel

q : moment transféré : $\vec{k}_d = \frac{m_i}{m_f} \vec{k}_f$

Ce modèle traduit essentiellement une réaction de surface .
Le rayon de capture R_c est évalué par BUTLER comme étant de l'ordre de la somme du rayon du noyau cible et de la portée des forces nucléaires .

Dans de nombreux cas ,

- malgré les importantes approximations, ce modèle rend compte de l'expérience de façon surprenante . Il traduit bien la position du maximum donnée pratiquement par $j_{\ell} (q R_c)$ caractéristique de ℓ_c . Certains auteurs expliquent cet accord par la compensation des effets contraires nucléaires et coulombiens sur la forme des distributions angulaires .

Par ailleurs, la contribution de la région interne du noyau cible à la réaction est difficilement appréciable . Le choix d'un rayon de cutt-off pour l'intégrale radiale contourne cette difficulté .

... / ...

II - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX -

A - Réactions ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$ et ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$. Mécanismes favorisés.

Quelques remarques préliminaires qualitatives et quantitatives peuvent contribuer à éclaircir ce problème :

a) - Distance au pôle de la réaction de stripping.

La théorie simplifiée de BUTLER, tout en négligeant toute distorsion et supposant que la réaction de stripping est en majeure partie une réaction de surface rend compte généralement des principales caractéristiques d'une telle réaction.

Les résultats de BUTLER sont retrouvés par AMADO (Am 59) à partir du graphique de FEYNMAN correspondant à l'approximation de BORN du 1^{er} ordre.

La section efficace différentielle présente un pôle de 2^{ème} ordre dans la région non physique pour :

$$q^2 = -k_n^2$$

Soit D la distance au pôle en MeV :

$$D = \frac{\hbar^2}{2m} (q^2 + k_n^2)$$

Dans le cas de réactions à bilan d'énergie positif, cette distance présente un fort minimum pour une énergie de la voie incidente égale au Q de la réaction. Provoquée par des deutérons de 200 keV, l'émission des protons p_1 (Q = 1,217 MeV) relève donc plus probablement du mécanisme de stripping que celle des protons p_0 (Q = 4,590 MeV).

b) - Sections efficaces totales .

Les considérations précédentes montrent facilement que toute théorie d'interaction directe implique :

$$(\sigma_T)_{p_0} < (\sigma_T)_{p_1}$$

La théorie du noyau composé, par contre, tend à défavoriser l'émission du proton p_1 par rapport à celle de p_0 de pénétration plus forte .

L'expérience donne :

$$\frac{(\sigma_T)_{p_1}}{(\sigma_T)_{p_0}} = 1,246 \pm 0,14$$

Ce résultat tend à confirmer, tout au moins pour l'émission de p_1 la présence de mécanisme de stripping .

c) - Dépendances angulaires .

A 200 keV, les dépendances angulaires des protons p_0 et p_1 semblent présenter la même caractéristique de remontée vers l'arrière (Figure III-1) . Au premier abord, un même mécanisme semble pouvoir les interpréter .

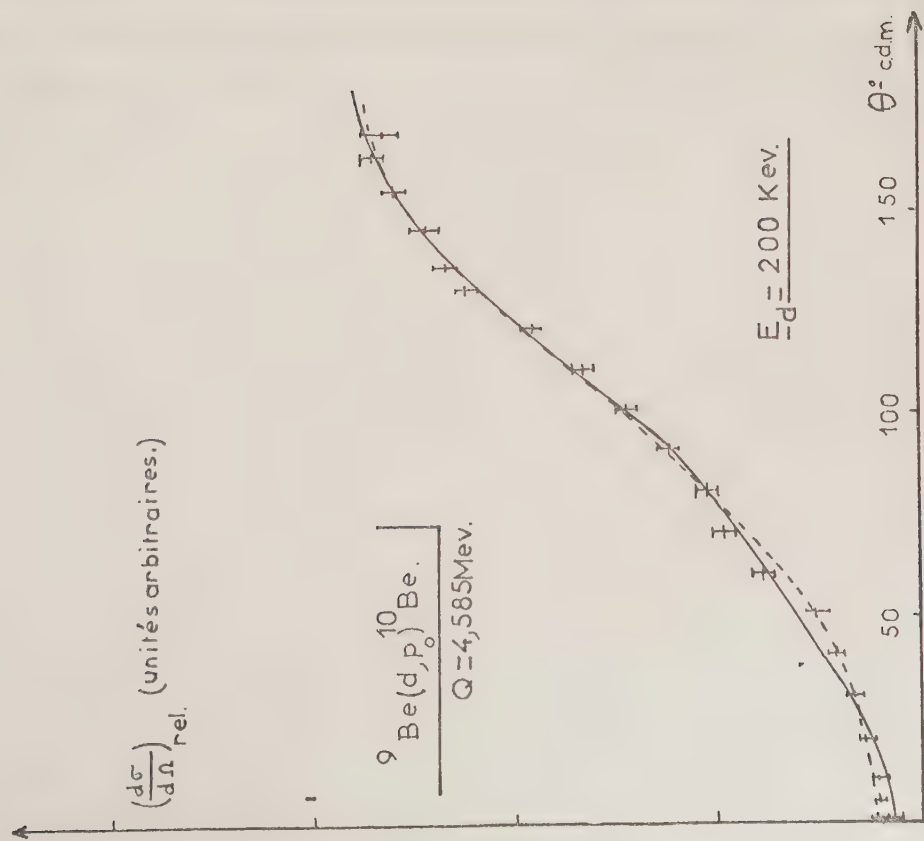
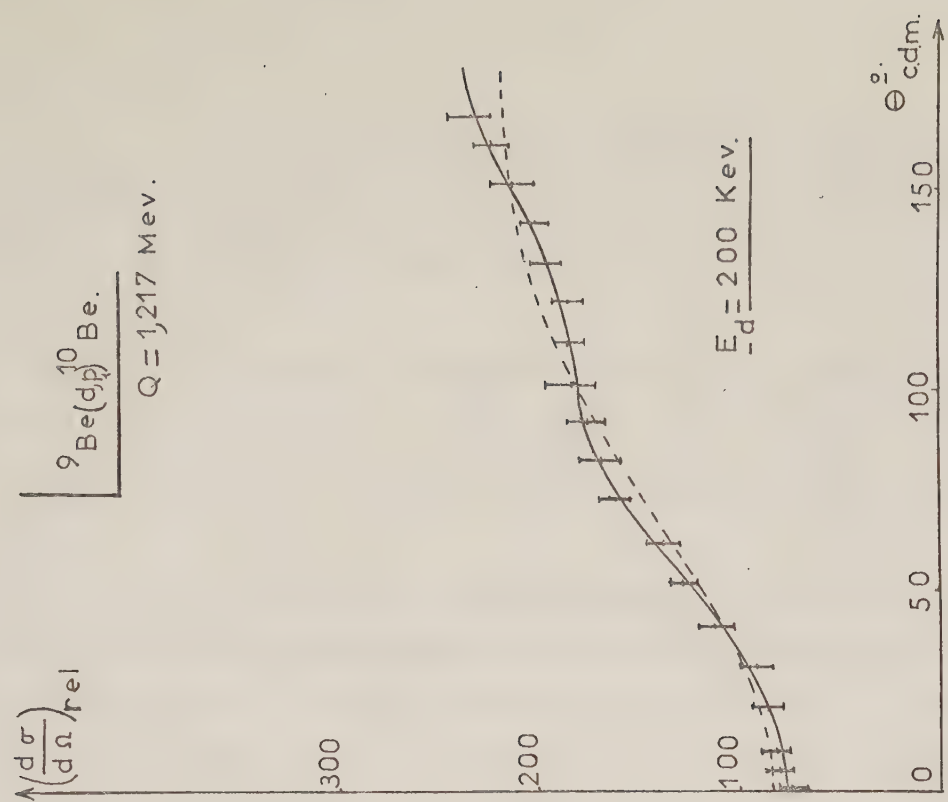


FIGURE III 1

Si l'on considère les différentes distributions angulaires obtenues à énergie supérieure de 0,3 à 0,9 MeV (Re 51) (Figures III-2,3), nous remarquons les faits suivants :

Le flux maximum vers l'arrière d'émission des protons p_0 se maintient aux énergies supérieures . Un maximum vers les petits angles apparaît dès 600 keV et devient très important au delà du MeV .

L'émission des protons p_1 , par contre ne conserve pas l'allure générale de maximum vers les très grands angles lorsque l'énergie incidente croît . De plus, le faible maximum amorcé à 200 keV aux environs de 95° , non seulement croît en importance relative avec l'énergie mais tend simultanément vers les petits angles .

Nous savons effectivement que le champ coulombien tend à repousser le maximum caractéristique vers les grands angles . En premier lieu il était donc possible d'envisager un stripping coulombien pour les 2 émissions . Mais cette hypothèse devient peu probable pour celle des protons p_0 .

.../...

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$

(Re 51)

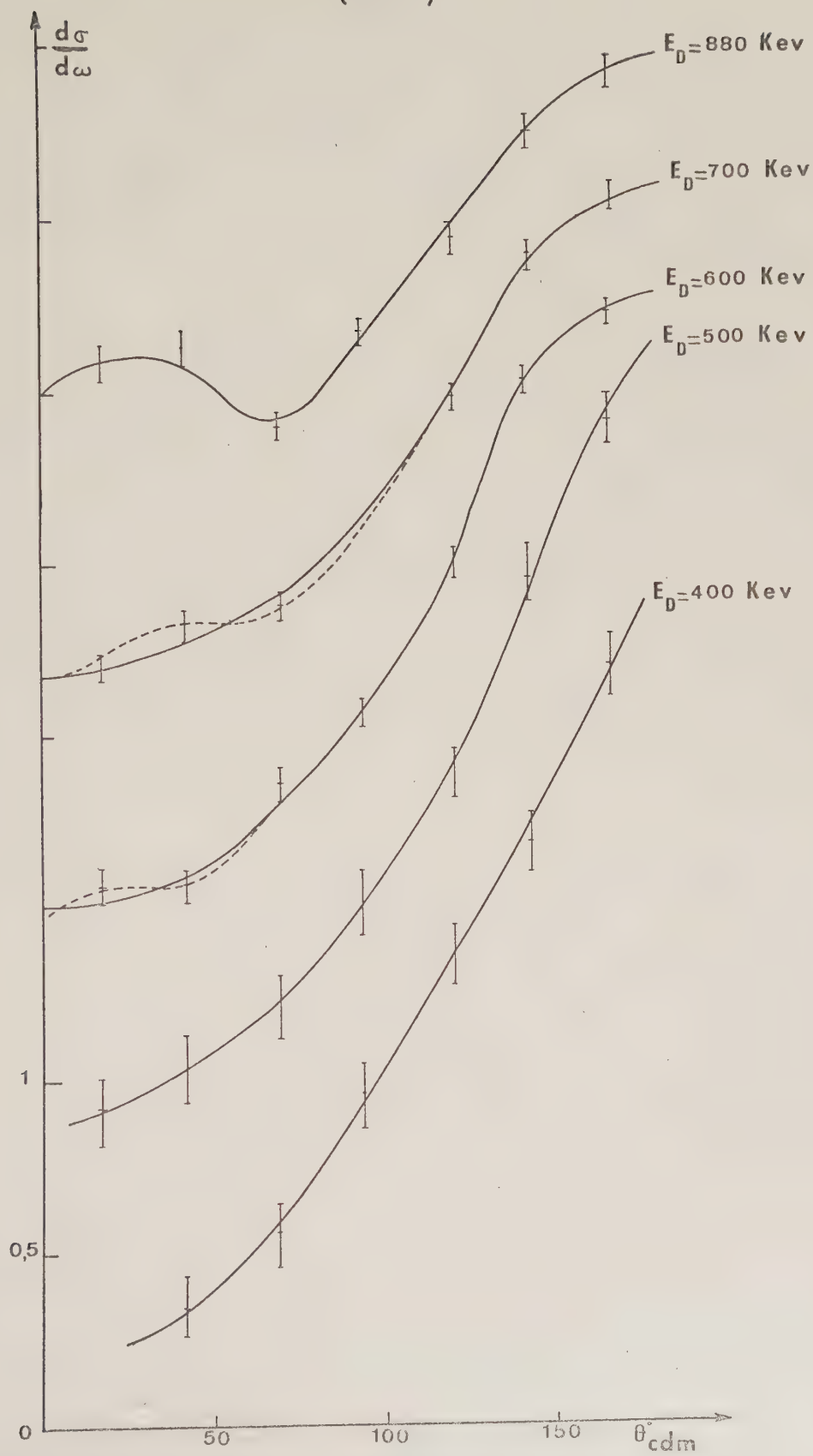


FIGURE III - 2

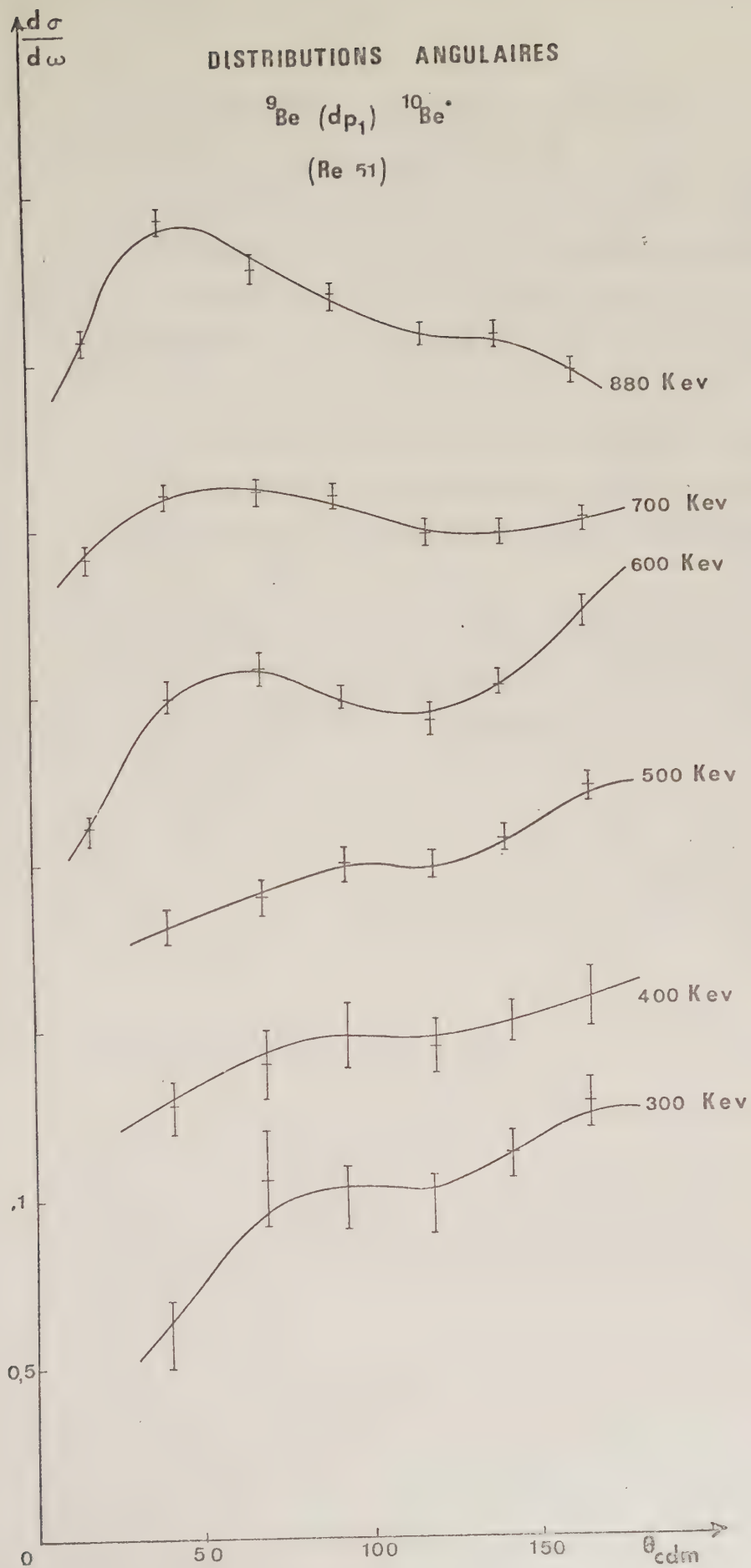


FIGURE III 3

L'importance du champ coulombien sur le mécanisme de la réaction ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be} (\eta = 1,974 \quad \eta^* = 0,28)$ est supérieure à celle relative à la réaction ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$ (η identique $\eta^* = 0,51$). Il est donc impossible que la 1^{ère} réaction (p_0) présente des caractères plus nettement coulombiens que la seconde (p_1).

Une première approche nous permet de supposer :

- que la dépendance angulaire fortement piquée vers l'arrière de l'émission p_0 ne relève pas de l'interaction directe .
- qu'il en est de même de l'allure générale de l'émission des p_1 , mais que par contre l'amorce de maximum vers 95° semble bien caractéristique de ce mécanisme .

En conclusion, les 3 constatations (a, b, c) de première approche sont cohérentes . L'émission des protons p_1 , peut bien relever, pour une large part, de l'interaction directe, contrairement à celle des p_0 .

B → Etude de la réaction ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$

Pour rendre compte de cette réaction à 200 keV, il semble nécessaire de tenir compte :

- de distorsions coulombiennes prédominantes dans la voie d'entrée .

Les deutérons incidents ont une énergie bien inférieure à la barrière

$$B = 1,2 \text{ MeV} .$$

$$\eta > 1$$

.../...

- de distorsions nucléaires et coulombiennes dans la voie de sortie

$$\eta' < 1$$

Il est possible, pour un bon choix des divers paramètres nécessaires au DWBA, d'avoir une idée approximative de l'importance comparative de ces distorsions en procédant par approches successives .

a) CWBA .

Nous supposons, en premier lieu les distorsions nucléaires négligeables dans les 2 voies . Les ondes entrantes et sortantes sont strictement coulombiennes .

Nous attendons peu d'une telle interprétation qui ne peut être valable que si les paramètres coulombiens η sont supérieurs à 1 dans les 2 voies . Lorsque cette condition est remplie, la réaction de stripping se produit suffisamment loin du noyau pour qu'il soit possible de négliger :

- les distorsions nucléaires .
- la contribution du noyau interne à la section efficace . La section efficace de réaction est alors proportionnelle au recouvrement des queues des fonctions d'onde .

Les distributions angulaires théoriques ainsi obtenues rendent bien compte de flux important aux très grands angles, mais sont peu sensibles au paramètre l_c .

.../...

Il est donc normal de ne pouvoir rendre compte de nos résultats expérimentaux par cette méthode :

- le paramètre coulombien de la voie de sortie est trop faible d'une part .
- d'autre part, les distributions angulaires présentent un maximum suffisamment net pour rendre compte du moment angulaire orbital de capture l_c .

La méthode du CWBA, par comparaison avec l'expérience nous permet seulement de juger de l'importance des distorsions nucléaires .

La courbe théorique ainsi obtenue (Figure III-5) rend bien compte de l'allure générale de la distribution angulaire mais pas du faible maximum aux environs de 95° .

Les distorsions coulombiennes ne doivent donc pas être négligées .
Les distorsions nucléaires, principalement dans la voie de sortie, ne sont pas faibles .

b) PWBA .

Dans le cas de réaction de faible bilan d'énergie, la section efficace différentielle évaluée par le CWBA se simplifie et devient identique au 1^{er} ordre à celle donnée par le PWBA .

Ceci peut être interprété de la façon suivante :

- d'une part, comme nous l'avons vu les conditions expérimentales se rapprochent de celles du pôle de BUTLER .

.../...

- d'autre part, le processus coulombien dans la voie d'entrée et la faible valeur de Q maintiennent la réaction suffisamment loin du noyau pour que les distorsions nucléaires soient faibles et les distorsions coulombiennes négligées.

WILKINSON (Wi 58) montre en effet que dans le cas de réaction de faible bilan d'énergie, le deutéron peut être suffisamment distendu pour que le proton puisse acquérir le moment angulaire requis de la fonction d'onde interne du deutéron. Le stripping se produit par capture du neutron, le proton restant extérieur aux forces coulombiennes et nucléaires.

Un argument supplémentaire est le fait que pour ces réactions à large rayon, la longueur de la queue de la fonction d'onde neutron-cible est augmentée de la basse énergie de liaison du neutron (relative à une réaction de Q faible) .

La formule simplifiée du CWBA dans ce cas donne bien une dépendance angulaire semblable à celle de BUTLER :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \sim \frac{q^2}{(q^2 + k_n^2)^4}$$

La dérivée de cette expression s'annule pour :

$$q^2 = \frac{k_n^2}{3}$$

donc détermine la position du maximum θ_{Max} caractéristique de l_c .

.../...

Dans le cas de la réaction ${}^9\text{Be}(d p_1){}^{10}\text{Be}^*$ à 200 keV nous obtenons :

$$\begin{array}{ccc} (\theta_{\text{Max}}) & = 120^\circ & (\theta_{\text{Max}}) \\ \text{PWBA} & & \text{expérimental} \end{array} = 95^{+5}_-5^\circ$$

Ceci est une preuve tangible de participation du mécanisme d'interaction directe .

Une autre preuve est obtenue en étudiant la variation du maximum en fonction de l'énergie incidente .

Le maximum caractéristique comme nous l'avons vu (Formule III - 3) est donné dans la théorie des ondes planes par le maximum de la fonction $\left| f_l(Qr) \right|_{r=R_c}$

Si les effets coulombiens sont de l'ordre des effets nucléaires, on admet qu'ils se compensent de sorte que le maximum est bien obtenu pour $r = R_c$.

Dans le cas où ils sont nettement prédominants il est possible de simuler leur action par une variation de R_c .

Le maximum caractéristique de l_c est obtenu pour :

$$q R_c = l_c = 1$$

q étant le moment transféré pour $\theta = \theta_{\text{Max}}$

Nous avons porté sur la Figure III-4 les variations de θ_{Max} et de R_c ainsi évaluées en fonction de l'énergie incidente . La position du maximum peut donc toujours être rendue par un rayon : $r \simeq 4,35 \text{ Fermis} = R_c$. La variation de θ_{Max} est donc d'ordre purement cinématique .

.../...

VARIATION DE R_c ET $\theta_{\max}$
EN FONCTION DE E_d

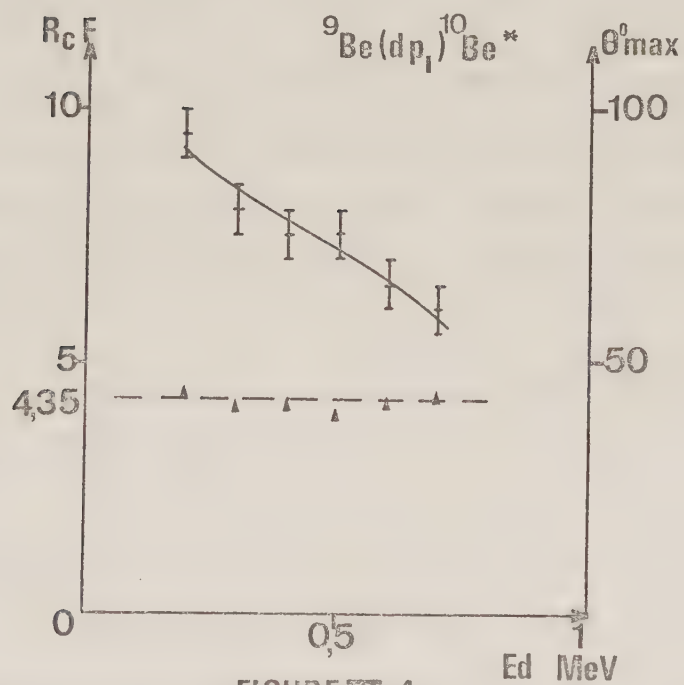


FIGURE III 4

A partir de la formule de BUTLER (III- 3), nous avons évalué les dépendances angulaires théoriques : PWBA I et II .
Celles-ci sont données par la Figure III-5, calculées à partir de deux conditions limites :

- potentiel d'interaction de portée finie (I)
 - potentiel d'interaction de portée nulle (II)
- (Ce dernier sous estime faiblement la section efficace, la contribution du noyau interne au stripping étant très faible) .

Si la théorie des ondes planes rend bien compte du maximum il n'en est pas totalement de même des très grands angles .

Deux possibilités doivent être envisagées :

- l'argument de WILKINSON peut être valable en ce qui concerne les distorsions nucléaires mais il est bien difficile de négliger l'influence des forces coulombiennes de grande portée . Une étude plus complète par DWBA est nécessaire .
- la contribution de mécanisme de noyau composé peut être responsable de ce faible désaccord .

c) DWBA .

Nous avons utilisé, pour tenir compte des distorsions le programme du DWBA établi par BASSEL et Coll. (Ba 62) mis au point et utilisé par M. SALVY . Il est actuellement exploitable à partir de potentiels à portée nulle sans couplage spin-orbite, et sans tenir compte de l'effet de polarisation du deutéron .

.../...

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES THEORIQUE (CWBA ET PWBA) ET EXPERIMENTALE

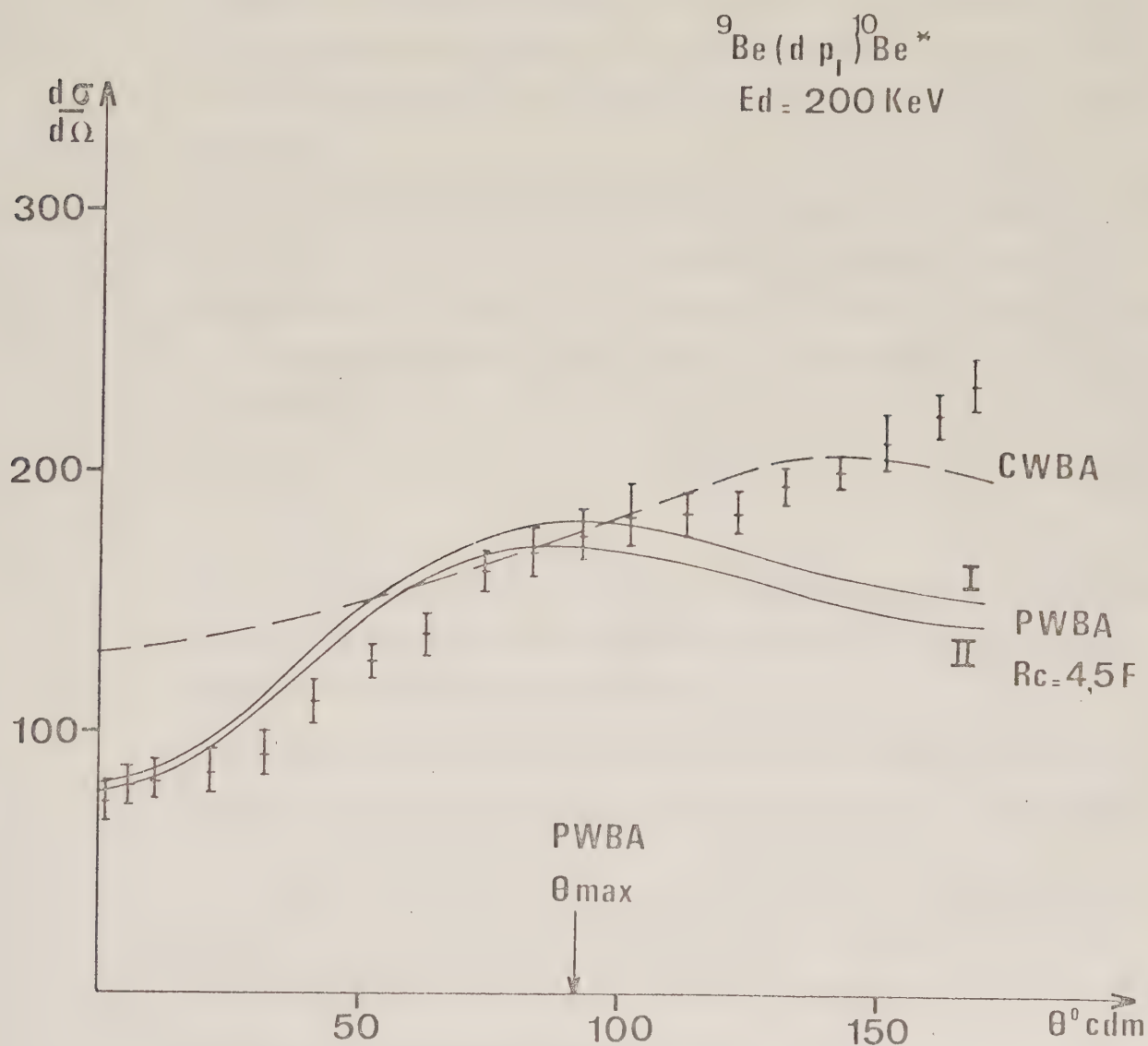


FIGURE III 5

A ce jour, les études publiées montrent que dans notre cas, ces diverses approximations sont acceptables .

- le potentiel d'interaction de portée nulle introduit une légère erreur qui est pratiquement levée par l'utilisation d'une fonction de HULTEN pour le deuteron .
- il est vérifié que le potentiel optique à portée nulle sous estime fortement la section efficace de réaction . Ceci conduit en effet à surévaluer les fonctions d'ondes à l'intérieur du noyau (Pe 62) donc à augmenter la contribution de sa région interne à la diffusion élastique .

Cette inexactitude intervient très faiblement dans notre cas de réaction de faible moment de transfert (en accord avec les remarques de WILKINSON), non pour les autres . Dans ce dernier cas un second maximum apparaît dans les distributions angulaires reflétant l'importance de la région interne du noyau (il est alors plus grave de défavoriser le stripping qui se produit à l'intérieur du noyau) .

- le couplage spin-orbite devrait nécessairement être présent pour les noyaux légers mais il semble que son effet soit négligeable sur les distributions angulaires .
- les études faites sur la fonction d'onde du deuteron montrent que l'effet de polarisation par champ coulombien peut être négligé .

Nous avons donc utilisé, le programme du DWBA sans tenir compte de ces différents facteurs .

Choix des paramètres :

Les dernières études sur le potentiel optique montrent que le meilleur accord entre "théorie" et "expérience" est obtenu pour la diffusion élastique de particules complexes, à partir d'un potentiel réel nV .

V étant le potentiel défini pour les particules élémentaires
 $\sim 50 \text{ MeV}$.

n le nombre des particules qui composent le noyau complexe,
donc pour les deutérons $V_d \sim 100 \text{ MeV}$;

Pour l'exploitation de nos résultats expérimentaux, nous
avons choisi :

- un potentiel réel V_d plus faible pour traduire l'importance des
distorsions coulombiennes par rapport aux nucléaires .
- un potentiel normal pour la voie de sortie .

Les paramètres utilisés sont les suivants :

$$V_d = 40,34 \text{ MeV} \qquad W = 6,58 \text{ MeV} \qquad a' = 0,63$$

$$V_p = 50 \text{ MeV} \qquad W = 8 \text{ MeV} \qquad a' = 0,50$$
$$b' = 0,75$$

a' et b' étant les diffusivités .

Dans la voie d'entrée la diffusion élastique est essentiel-
lement coulombienne . Nous avons vérifié par comparaison avec
la section efficace théorique de RUTHERFORD, que le choix du
paramètre $V + iW$ importe peu dans le cadre d'une telle diffusion
élastique .

.../...

La distribution angulaire obtenue sur de telles bases pour la réaction ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$ ne rend pas compte de la courbe expérimentale (Figure III-6) .

$$(\theta_{\text{Max}})_{\text{théorique}} = 63^\circ$$

$$(\theta_{\text{Max}})_{\text{expérimental}} = 100^\circ \pm 10$$

$$\text{Facteur spectroscopique} = 0,25$$

Les paramètres choisis ont donc encore surestimé les distorsions nucléaires principalement dans la voie d'entrée .
puisque :

$$(\theta_{\text{Max}})_{\text{théorique}} < (\theta_{\text{Max}})_{\text{expérimental}}$$

Une nouvelle tentative est effectuée en limitant au maximum de telles distorsions dans la voie d'entrée . (DWBA II)

Nous traduisons les ondes incidentes par des ondes strictement coulombiennes :

$$V = W = 0$$

et gardons pour la voie de sortie les ondes distordues par les potentiels nucléaires et coulombiens (mêmes paramètres que précédemment) .

L'effet du potentiel nucléaire est bien négligeable dans la voie d'entrée . La Figure III-6 montre un accord satisfaisant avec l'expérience .

. Notons que les résultats du DWBA II ne sont que compétitifs de ceux du PWBA .

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

THEORIQUE (DWBA) ET EXPERIMENTALE

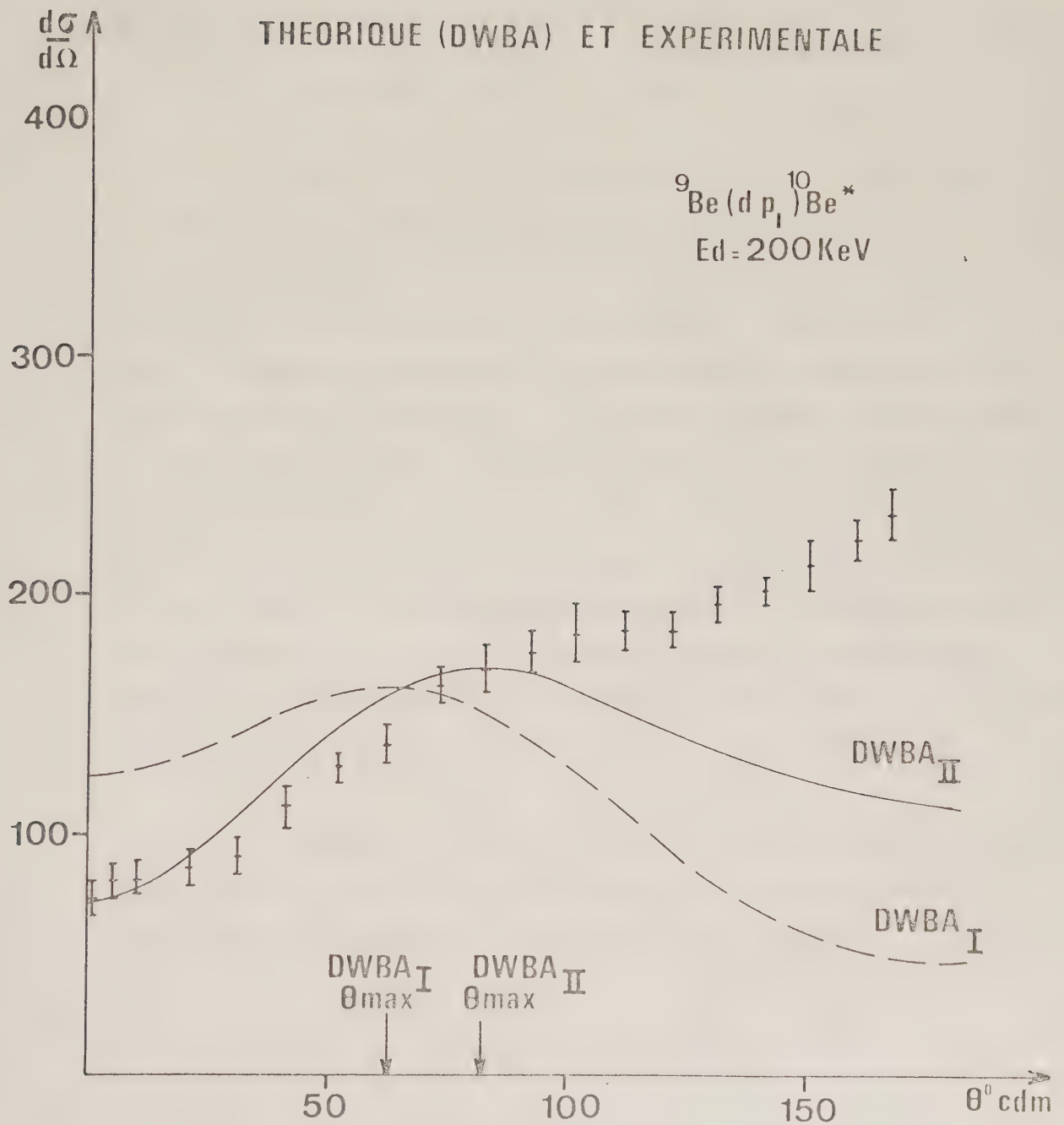


FIGURE III 6

Nous vérifions ici les constatations énoncées précédemment
Cette réaction ne relève ni du CWBA, ni du PWBA .

En effet, le paramètre coulombien relatif à la voie de sortie $\eta' = 0,28$, donc très inférieur à 1 traduit une importance négligeable du champ répulsif dans cette voie . Des ondes coulombiennes pures ne traduisent donc pas la réalité .

Par ailleurs, trop éloignée du pôle du PWBA, cette réaction ne peut qu'être mal interprétée à partir d'ondes planes entrantes et sortantes . Nous avons vu que les effets coulombiens peuvent être simulés par un rayon supérieur à celui donné par BUTLER pour des interactions de surface prédominantes . Une tentative est faite en ce sens (Figure III-7) . Il est bien possible avec un rayon de 9,6 Fermis de rendre compte d'une remontée vers l'arrière, sans maximum caractéristique vers l'avant . Mais ce résultat, théorique extrême ne rend absolument pas compte des résultats expérimentaux . Ce désaccord est cohérent puisque, pour une telle réaction de fort bilan d'énergie, la queue de la fonction d'onde du neutron est très courte, le proton très lié par le potentiel neutron-proton . La réaction de stripping serait donc localisée à un rayon plus faible .

Malgré les imperfections à rendre parfaitement compte des réactions de Q fort, une interprétation est tentée à partir du DWBA avec les paramètres (I) choisis précédemment .

.../...

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES THEORIQUE (PWBA) ET EXPERIMENTALE

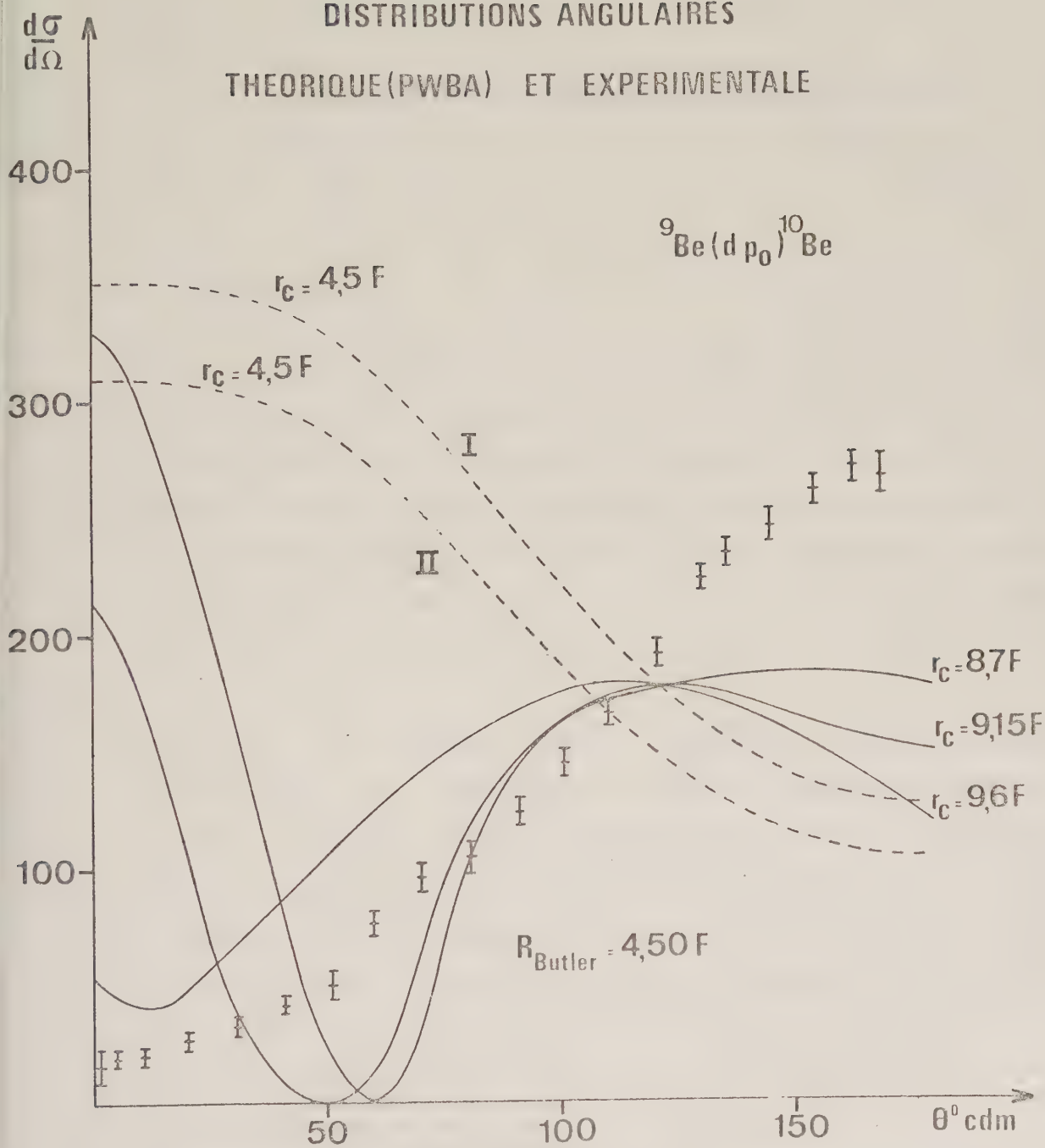


FIGURE III 7

La courbe théorique présente : $(\theta_{\text{Max}}) = 63^\circ$
 La courbe expérimentale : $(\theta_{\text{exp}}) = 170^\circ \pm 10^\circ$ (Figure III-8)

L'évaluation du facteur spectroscopique : $S = 2,5$

Là encore le désaccord est très important, il est bien douteux qu'un meilleur choix des paramètres puisse repousser le maximum caractéristique aussi fortement qu'il serait nécessaire.

III - CONCLUSION -

Il semble peu probable que l'émission des protons p_0 ne puisse relever, pour une part non négligeable à 200 keV de l'interaction directe. Son interprétation par mécanisme de noyau composé doit être tentée, d'autant plus que la dépendance angulaire mesurée à 1,3 MeV, soit à énergie proche d'une énergie résonante ($\text{Cu } 53$) présente non seulement un fort maximum vers l'avant mais aussi une nette remontée vers les très grands angles que nous n'avons pu rendre par le DWBA.

La réaction ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$ relève de tout au moins partiellement du stripping du deutéron bien qu'une participation de mécanisme résonant ne puisse être négligée. Si l'on soustrait à la distribution expérimentale, la meilleure dépendance théorique obtenue (PWBA ou DWBA), nous obtenons une très nette remontée vers les grands angles similaire à celle présentée par l'émission des p_0 .

La contribution d'un noyau composé ${}^{11}\text{B}$ à l'émission des p_1 est effectivement envisageable, une production résonante des γ de désexcitation du ${}^{10}\text{Be}^*$ ayant été enregistrée pour des deutérons de 1,3 MeV ($\text{Mc } 57$).

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

THEORIQUE (DWBA) ET EXPERIMENTALE

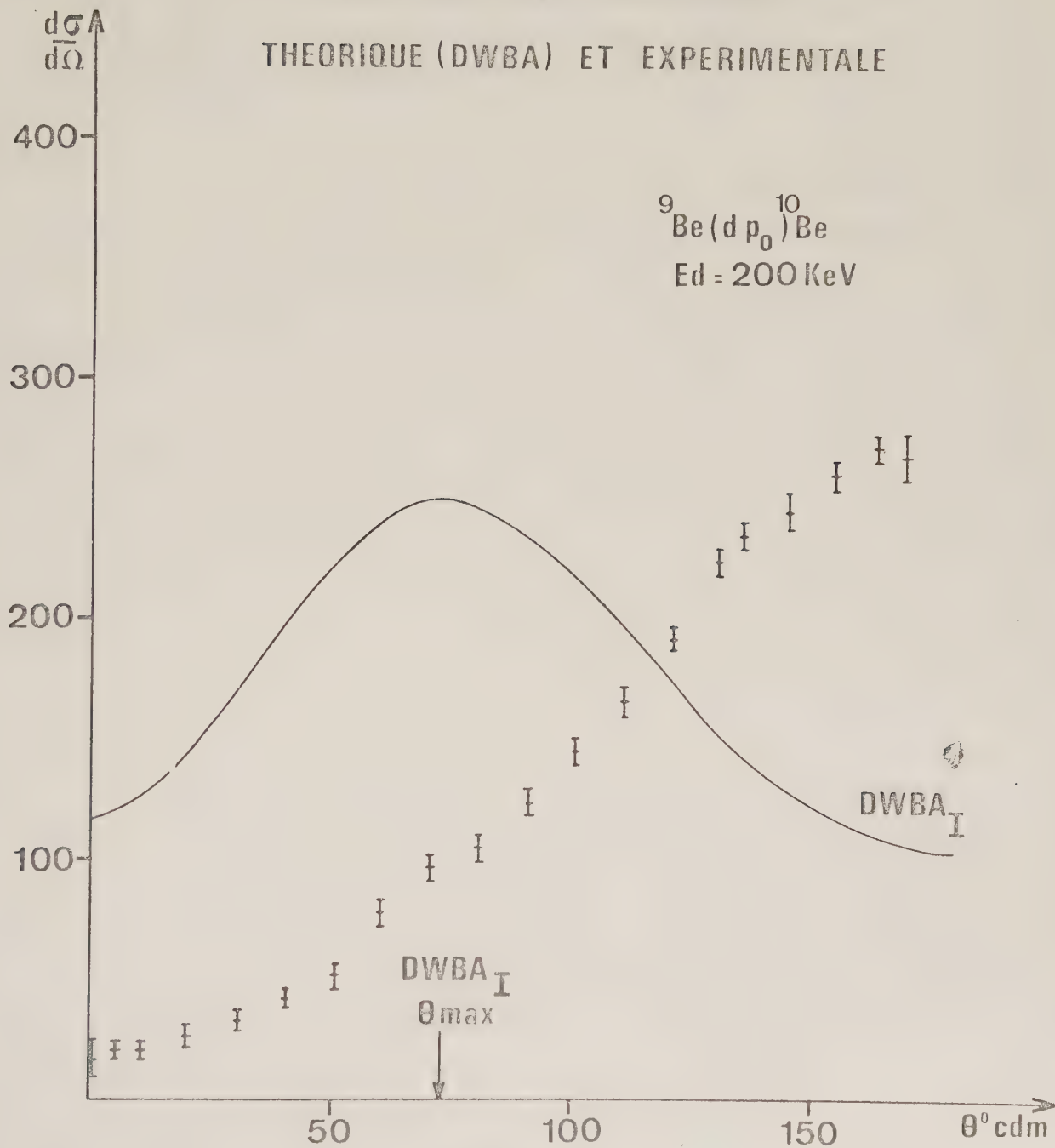
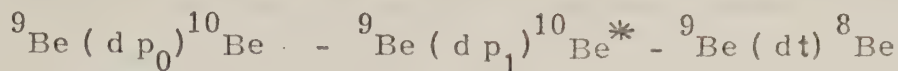


FIGURE III 8

Nous n'avons pu étudier encore le pick-up possible à partir de la réaction ${}^9\text{Be} (d t_0) {}^8\text{Be}$: notre programme du DWBA n'ayant pas été à ce jour étendu à cette forme d'interaction directe . Pourtant les conditions expérimentales et théoriques de cette réaction sont trop semblables à celles de la réaction ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$ pour que son interprétation par un tel mécanisme soit possible .

Ces remarques nous conduisent directement à porter notre intérêt à l'étude du mécanisme du noyau composé c'est à dire à la formation et à la désexcitation du ${}^{11}\text{B}^*$.

CONTRIBUTION DU MECANISME DE NOYAU COMPOSE AUX REACTIONS



La tentative d'interpréter les réactions ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$ et ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}$ à 200 keV par le stripping du deutéron incident ne donnant aucune conclusion définitive, il est nécessaire de tenter l'exploitation des résultats expérimentaux à partir de la théorie des réactions résonantes .

Cette étude englobe de même le cas de la réaction ${}^9\text{Be} (d t_0) {}^8\text{Be}$.

L'hypothèse d'un même mécanisme responsable des émissions α_0 , α_1 , p_0 et t_0 semble devoir être retenue . A 200 keV, seules les ondes d'entrée de $l = 0$ et 1 peuvent provoquer un tel mécanisme (la pénétrabilité des ondes de $l = 2$ étant de 200 fois inférieure à celle des ondes de $l = 0$) . Or une décomposition en série de Polynômes de Legendre jusqu'à l'ordre 2 se révèle suffisante pour rendre compte de la dépendance angulaire de ces 4 émissions (Chapitre II) avec une très faible restriction pour les tritons .

Malgré ceci, l'hypothèse d'un même mécanisme pour les réactions ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$ et ${}^9\text{Be} (d t_0) {}^8\text{Be}$ est valable : en effet, toutes deux présentent des sections efficaces totales identiques (aux erreurs statistiques près) de 120 à 200 keV et des distributions angulaires à 200 keV semblables quant à leur fort maximum vers l'arrière . Or, ces réactions sont soumises aux mêmes lois vectorielles (voies de sortie identiques tant en spin qu'en parité) et très proches quant à leur cinématique (Q identiques) .

.../...

IV - 1

Comme celles des particules α_0 et α_1 , leurs dépendances angulaires sont nettement disymétriques par rapport à 90° et pourraient être interprétées, dans l'hypothèse du noyau composé, par l'interférence de niveaux de parités opposées du ^{11}B .

Dans le but d'approfondir cette possibilité, nous devons tout d'abord faire le point des connaissances actuelles relatives à la théorie des réactions résonantes et aux niveaux du ^{11}B dont l'énergie d'excitation est proche de celle de notre étude ($E = 16 \text{ MeV}$).

Dans une seconde partie, nous tentons de distinguer les niveaux susceptibles de rendre compte des réactions $^9\text{Be} (d \alpha_0) ^7\text{Li}$ et $^9\text{Be} (d \alpha_1) ^7\text{Li}^*$ de façon à pouvoir aborder l'étude qualitative de la contribution de ce mécanisme à l'émission des p_0, p_1 et t_0 .

I - THEORIE DES REACTIONS RESONANTES -

Nous avons vu dans l'introduction la description générale des réactions nucléaires à l'aide de la matrice de diffusion. Dans le calcul sur l'interaction directe, nous avons tiré parti de la relation entre cette matrice et les potentiels présents pour obtenir la section efficace et la distribution angulaire.

Un tel calcul est impossible lorsque tous les degrés de liberté du noyau interviennent comme c'est le cas du noyau composé. Mais nous savons que celui-ci se caractérise par des niveaux quasi-stationnaires de durée relativement longue donc de largeur relativement petite. Ces niveaux sont suffisamment définis pour posséder un spin angulaire, une parité et dans la limite du formalisme un isospin. Pour mettre à profit ces propriétés il est commode de présenter la matrice de collision non plus à partir des ondes planes mais à l'aide des ondes sphériques.

A - Matrice de collision représentée dans le système des fonctions propres
du moment angulaire . Distribution angulaire des réactions :

On se limite au cas des réactions à deux particules :



Une voie de la réaction est définie par la nature et l'état des deux particules qui la parcourent . Cette répartition des nucléons est désignée par l'indice α . Dans le but de préciser les propriétés angulaires de la voie, on combine les fonctions d'ondes internes des deux particules afin d'attribuer à la voie un spin de valeur s , ayant sur l'axe de quantification une projection de valeur m_s . La fonction ainsi obtenue est écrite $\phi_{\alpha s m_s}$. Pour représenter le mouvement relatif des deux particules dans la voie, on emploie les ondes caractérisant le moment orbital ℓ dont la projection sur l'axe de quantification est m . Elles sont présentées sous la forme :

$$\frac{1}{r_\alpha} \cdot u_{\alpha\ell}(r_\alpha) \cdot i^\ell Y_{\ell m}(\omega_\alpha)$$

La fonction radiale est la solution de l'équation relative au domaine extérieur :

$$u''_{\alpha\ell}(p_\alpha) - \left[\frac{\ell(\ell+1)}{p_\alpha^2} + \frac{2\eta_\alpha - 1}{p_\alpha} \right] u_{\alpha\ell}(p_\alpha) = 0 \quad (IV.4)$$

p_α est la distance des deux particules, la longueur d'onde réduite λ_α étant l'unité :

$$p_\alpha = \frac{r_\alpha}{\lambda_\alpha} = k_\alpha r_\alpha$$

η_α est le paramètre coulombien :

$$\eta_\alpha = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

.../...

Le système défini par l'équation (IV-1) se présente sous la forme d'une somme d'ondes entrantes et sortantes (dont les limites asymptotiques sont les suivantes) :

$$\text{ondes entrantes } I_{\alpha l} \rightarrow \exp \left(-i \left(p_{\alpha} - \eta_{\alpha} \log 2 p_{\alpha} - \frac{1}{2} l \pi + \sigma_{\alpha 0} \right) \right) \\ p_{\alpha} \rightarrow \infty$$

$$\text{ondes sortantes } O_{\alpha l} \rightarrow \exp \left(+i \left(p_{\alpha} - \eta_{\alpha} \log 2 p_{\alpha} - \frac{1}{2} l \pi + \sigma_{\alpha 0} \right) \right) = I^{*}$$

Les déphasages coulombiens $\sigma_{\alpha l}$ sont :

$$\sigma_{\alpha l} = \text{argument } \Gamma(1 + l + i \eta_{\alpha})$$

Les fonctions I et O ne sont pas tabulées mais sont calculables à partir des fonctions F et G solutions de l'équation (IV-1) et dont les limites asymptotiques sont respectivement :

$$F'_{\alpha l} \rightarrow \sin \left(p_{\alpha} - \eta_{\alpha} \log 2 p_{\alpha} - \frac{1}{2} l \pi + \sigma_{\alpha l} \right) \\ G_{\alpha l} \rightarrow \cos \left(p_{\alpha} - \eta_{\alpha} \log 2 p_{\alpha} - \frac{1}{2} l \pi + \sigma_{\alpha l} \right) \quad p_{\alpha} \rightarrow \infty$$

I et O sont obtenues par les relations suivantes :

$$I_{\alpha l} = \left(G_{\alpha l} + i F'_{\alpha l} \right) \exp(i \omega_{\alpha l}) \\ O_{\alpha l} = \left(G_{\alpha l} - i F'_{\alpha l} \right) \exp(-i \omega_{\alpha l})$$

avec :

$$\omega_{\alpha l} = \sigma_{\alpha l} - \sigma_{\alpha 0} = \sum_{n=1}^{n=l} \text{arctg} \left(\frac{\eta_c}{n} \right)$$

Enfin, il est commode de normaliser les ondes partielles de façon qu'elles transportent un flux unité à travers toute sphère centrée sur l'origine. En résumé, les fonctions de base de la voie ($\alpha s l m_s m$) ont été choisies sous la forme suivante :

$$Y_{\alpha s l m_s m} = \frac{1}{v_\alpha^{1/2} r_\alpha} I_{\alpha l}(r_\alpha) i^l Y_{lm}(\omega_\alpha) \phi_{\alpha s m_s m}$$

$$O_{\alpha s l m_s m} = \frac{1}{v_\alpha^{1/2} r_\alpha} O_{\alpha l}(r_\alpha) i^l Y_{lm}(\omega_\alpha) \phi_{\alpha s m_s m}$$

Seules les voies incidentes contiennent des ondes entrantes.

La fonction d'onde la plus générale d'une voie de diffusion non élastique s'écrit :

$$\sum_{lm} a_{\alpha s l m_s m} O_{\alpha s l m_s m}$$

• Matrice de collision U.

Représentons par le symbole c l'ensemble des indices ($\alpha s l m_s m$) caractérisant la voie.

Supposons une réaction induite par une onde incidente réduite à l'onde entrante I_c . Elle donne naissance à des ondes diffusées $O_{c'}$ d'amplitude $U_{c'c}$. La fonction d'onde du système dans la région externe s'écrit :

$$Y_c = \sum_{c'} U_{c'c} O_{c'}$$

.../...

$U_{c'c}$ est un élément de la matrice de diffusion U précédemment définie .

• Section efficace différentielle .

Expérimentalement, l'onde incidente est une onde plane déformée, le cas échéant, par le champ coulombien . Elle contient des ondes entrantes et des ondes sortantes . Sa décomposition en ondes sphériques l'axe de quantification choisi étant la direction incidente, s'écrit :

$$\Psi_{i(\alpha s m_s)} = \sum_l \frac{i\pi}{k_\alpha} (2l+1)^{1/2} \left(\sum_{\alpha' s' l' m_s'} \sigma_{\alpha' s' l' m_s'} e^{i\omega_\alpha} \right)$$

D'après la définition même de la matrice de diffusion, la partie diffusée d'une manière non élastique est représentée dans la région externe par :

$$- \frac{i\pi}{k_\alpha} \sum_{\alpha' s' l' m_s', m'} (2l+1)^{1/2} U_{\alpha' s' l' m_s', m'; \alpha s l m_s} \sigma_{\alpha' s' l' m_s'}$$

L'amplitude asymptotique de l'onde dans la voie $\alpha' s' m'_s$ est :

$$A_{\alpha' s' m_s'; \alpha s m_s}(\omega_\alpha) = - \frac{i\pi}{k_\alpha} \sum_{l l' m'} (2l+1)^{1/2} U_{\alpha' s' l' m_s', m'; \alpha s l m_s} \sqrt{\frac{\omega_\alpha}{l' m'}}$$

et la section efficace de la réaction est :

$$d\sigma_{\alpha' s' m_s'; \alpha s m_s}(\omega_\alpha) = \left| A_{\alpha' s' m_s'; \alpha s m_s}(\omega_\alpha) \right|^2 d\omega_\alpha$$

.../...

- Distribution angulaire .a) Passage à la représentation ($\alpha s J M$)

Dans la théorie de la résonance, le noyau composé est caractérisé par des états ayant un moment angulaire J et une projection de ce moment angulaire sur l'axe de quantification M . Il est nécessaire de faire apparaître dans le calcul de la section efficace différentielle ces caractéristiques du système composé .

Avec les ondes $\mathcal{Y}$ et $\mathcal{O}$ précédemment définies, nous pouvons construire des fonctions exprimant ces propriétés angulaires J et M , ainsi par exemple :

$$\mathcal{Y}_{\alpha s l J M} = \sum_{m_s, m} (\alpha l m_s m | J M) \mathcal{Y}_{\alpha s l m_s m}$$

Une nouvelle représentation de la matrice de diffusion U en découle . Si l'onde incidente est formée uniquement par l'onde entrante $\Gamma_{\alpha s l J M}$, la fonction d'onde complète du système dans la région externe est :

$$\mathcal{Y}_{\alpha s l J M} = \sum_{\alpha' s' l' J} U_{\alpha' s' l', \alpha s l}^J \mathcal{O}_{\alpha' s' l' J M}$$

La relation entre les deux représentations est immédiate :

$$U_{\alpha' s' l' m_s' m', \alpha s l m_s m} = \sum_{J(M)} (s' l' m_s' m' | J M) U_{\alpha' s' l', \alpha s l}^J (s l m_s m | J M)$$

L'amplitude de diffusion contient alors deux coefficients de WIGNER :

$$A_{\alpha' s' l' m_s', \alpha s l m_s}(\omega_{\alpha'}) = - \frac{i\pi^{1/2}}{k_{\alpha}} \sum_{l' m', l m, J M} (2l+1)^{1/2} (s' l' m_s' m' | J M) (s l m_s m | J M) \times \\ \times Y_{l' m'}(\omega_{\alpha'}) U_{\alpha' s' l', \alpha s l}^J \dots / \dots$$

b) Expression de distribution .

Dans la section efficace différentielle, chaque terme contient quatre coefficients de WIGNER et le produit de deux fonctions de LEGENDRE . D'autre part, les expériences ont été réalisées avec un faisceau et une cible non polarisés , il n'a été effectué aucune mesure de polarisation, sur les particules produites . Le calcul de la section efficace expérimentale exige donc la sommation sur $m_{s'}$ et une moyenne pondérée sur m_s

$$\frac{d\sigma_{\alpha s, \alpha' s'}}{d\omega_{\alpha'}} = \frac{1}{2s+1} \sum_{m_s m_{s'}} \left| A_{\alpha' s' m_{s'}, \alpha s m_s}(\omega_{\alpha'}) \right|^2 d\omega_{\alpha'}$$

L'algèbre de RACAH permet de regrouper les termes des sommations sur m_s et $m_{s'}$. Le résultat est le suivant : (IV 2)

$$d\sigma_{\alpha s, \alpha' s'} = \frac{\chi^2}{(2s+1)} \sum_{\nu} \frac{B_{\nu}(\alpha' s', \alpha s)}{4} P_{\nu}(\cos \theta)$$

avec : (IV-3)

$$B_{\nu}(\alpha' s', \alpha s) = (-)^{s-s'} \sum_{J_1 J_2 l_1 l_2 l'_1 l'_2} \overline{Z}(l, J_1, l_2 J_2, s \nu) \times \\ \times \overline{Z}(l', J_1, l'_2 J_2, s' \nu) \left(U_{\alpha' s' l'_1, \alpha s l_1}^{J_1} \right) \left(U_{\alpha' s' l'_2, \alpha s l_2}^{J_2} \right)^*$$

Les coefficients sont essentiellement le produit d'un coefficient de WIGNER ($l, l_{200} | \nu 0$) et d'un coefficient de RACAH $W(l, J_1, l_2 J_2, s \nu)$. Ils sont d'ailleurs tabulés , à la correction apportée par HUBY près, par BIEDENHARM (Bi 53)

$$\overline{Z}(l, J_1, l_2 J_2, s \nu) = i^{l_1 - l_2 - \nu} Z(l, J_1, l_2 J_2, s \nu).$$

I et i étant respectivement les spins des noyaux cible et incident .

Dans les applications, la sommation sur J_1 et J_2 est limitée aux niveaux du noyau composé : et de ce fait à celle portant sur les moments angulaires orbitaux . La conservation de la parité limite encore ces valeurs et les conditions expérimentales restreignent les paramètres d'impact . Nous avons donc ainsi, une formule parfaitement générale, exprimant la distribution angulaire en fonction de la matrice U, dont les éléments contiennent les propriétés nucléaires . La matrice U est évidemment fonction de l'énergie incidente . La théorie du noyau composé résonant nous permet d'exprimer, avec quelques paramètres phénoménologiques, cette dépendance en énergie .

B - Variation de la matrice de collision U avec l'énergie - Matrice R .

Dans le chapitre précédent, nous sommes passés des conditions à la limite asymptotique ($r \rightarrow \infty$) aux fonctions d'onde représentant le système dans la zone externe ($r > R_c$) . Le mécanisme de la réaction proprement dite fixe la valeur de la matrice U . Dans la région interne à la sphère de rayon R_c , en principe arbitraire, en pratique égale au "rayon" empirique, tous les nucléons sont en interaction . Nous savons seulement que la fonction d'onde du système est finie et doit se raccorder sans discontinuité ainsi que sa dérivée à la fonction d'onde externe, celle-ci étant exprimée en fonction de U .

- Fonctions de base dans la région interne :

Nous développons la fonction d'onde interne ψ_{JM} , pour une énergie E, dans le système du centre de gravité, et pour un état J M du système composé, suivant une série de fonctions propres de X_{JM} de l'hamiltonien complet.

$$H X_{\lambda JM} = E_{\lambda J} X_{\lambda JM}$$

Les seules grandeurs physiques significatives d'une expérience de diffusion sont les valeurs de la fonction et de sa dérivée à la surface du noyau donnant accès à une voie c , dont nous définissons les fonctions propres en choisissant comme condition à la limite, une valeur arbitraire réelle de la dérivée logarithmique. Il faut maintenant dégager la valeur de la fonction X_{JM} à la surface $r_c = R_c$ donnant accès à la voie c , ($\alpha s l J M$). La fonction angulaire qui caractérise cette voie est :

$$\varphi_{\alpha s l J M} = \sum_{m_s m} (s l m_s m | J M) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} i^l Y_{lm}(\omega_\alpha) \phi_{\alpha s m_s}$$

La valeur de la fonction X_{JM} sur la surface $r_c = R_c$ s'obtient en projetant la fonction X sur la fonction φ . Elle est exprimée d'une manière indépendante du choix des unités : (IV-4) :

$$\gamma_{\lambda c} = \gamma_{\lambda \alpha s l} = V_{\lambda \alpha s l} = \left[\frac{t^2}{2 M_c R_c} \right]^{1/2} \int_S \varphi_{\alpha s l J M}^* X_{\lambda J M} dS$$

L'intégration a lieu sur la totalité des surfaces des voies. De même la dérivée radiale exprimée sans dimension est la suivante :

$$\delta_{\lambda c} = \delta_{\lambda \alpha s l} = D_{\lambda \alpha s l} = \left(\frac{R_c t^2}{2 M_c} \right)^{1/2} \int_S \varphi_{\alpha s l J M}^* \text{grad} X_{\lambda J M} dS$$

La condition à la limite imposée aux fonctions de base X_{JM} est :

$$\frac{D_{\lambda c}}{V_{\lambda c}} = B_c$$

B_c indépendant de λ

.../...

- Raccordement avec la fonction complète du système - Matrice R :

La fonction complète du système pour une énergie E est solution de l'équation que définit la base :

$$H \Psi = E \Psi$$

Nous connaissons la valeur, fonction de U, qu'elle prend à la région externe et par conséquent sur la surface .

Plus précisément nous définissons suivant les conventions utilisées dans les formules précédentes, sa valeur V_c et la valeur de sa dérivée logarithmique D_c sur la surface $r_c = R_c$ donnant accès à la voie c .

D'autre part, développée sur la base X_λ , elle s'écrit :

$$\Psi = \sum_{\lambda} A_{\lambda} X_{\lambda}$$

Par application du théorème de GREEN, aux équations hamiltoniennes correspondant respectivement aux valeurs E et E_{λ} de l'énergie, nous calculons les coefficients A_{λ} :

$$\begin{aligned} A_{\lambda} &= \int X_{\lambda}^* \Psi \, dz \\ &= \frac{1}{E_{\lambda} - E} \sum_c (D_c - B_c V_c) \gamma_{\lambda c} \end{aligned}$$

d'où :

$$\Psi = \sum_{\lambda} \frac{1}{E_{\lambda} - E} \sum_c (D_c - B_c V_c) \gamma_{\lambda c} X_{\lambda}$$

.../...

En projetant Ψ sur la fonction φ_c , nous extrayons la valeur de la fonction Ψ sur la surface $r_c = R_c$, qui donne accès à la voie c' :

$$V_{c'} = \sum_c R_{c'c} (D_c - B_c V_c)$$

avec

$$R_{c'c} = \sum_{\lambda} \frac{\delta_{\lambda c'} \delta_{\lambda c}}{\varepsilon_{\lambda} - E} \quad (IV-5)$$

Les grandeurs V_c et D_c sont évaluées à l'aide de la matrice de collision U . La matrice R relie la valeur de la fonction superficielle de la voie c' à celle des autres voies. L'équation est donc une équation implicite à partir de laquelle il est possible de calculer la matrice U en fonction de la matrice R . La matrice R s'exprime en outre, et d'une façon simple à l'aide des énergies ε_{λ} des niveaux et de leurs amplitudes de largeurs partielles $\delta_{\lambda c}$ indépendantes de l'énergie.

Les rayons R_c des voies et les valeurs de la dérivée logarithmique B_c sont arbitraires. Le recouvrement prouve, par lui-même, que les résultats physiques sont indépendants de leur choix, propriété qui est vérifiable par le calcul.

.../...

- Relation entre la matrice R et la matrice U :

Pour simplifier l'écriture, nous choisissons un symbole pour la dérivée logarithmique d'une voie sortante :

$$L_c = \left(\frac{P_c O_c'}{O_c} \right)_{x_c = R_c} \\ = S_c + i P_c$$

Explicitement :

$$S_c = \left[\frac{x_c \frac{dF_c}{dx_c} + x_c \frac{dG_c}{dx_c} G_c}{F_c^2 + G_c^2} \right]_{x_c = R_c} \quad (\text{IV } 5')$$

$$P_c = \left[\frac{P_c}{F_c^2 + G_c^2} \right]_{x_c = R_c} \quad (\text{IV } 5'')$$

L'expression de la relation (2) sous forme de matrice permet d'écrire : (IV. 6) =

$$\boxed{U = (P)^{1/2} O^{-1} (I - RL)^{-1} (I - RL^*) I (P)^{-1/2}}$$

Les matrices P, O, L, I sont diagonales par exemple :

$$I_{c'c} = I_c \delta_{c'c}$$

.../...

C - Expression de la matrice de collision U

La difficulté réside dans l'inversion de la matrice $(1 - R L)$ qui se développe par une somme sur toutes les voies. On démontre qu'il existe une matrice $A_{\lambda\lambda'}$ satisfaisant la relation :

$$\left[(1 - R L)^{-1} (1 - R L^*) \right]_{cc'} = \delta_{cc'} + \sum_{\lambda\lambda'} 2i P_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} A_{\lambda\lambda'}$$

Les éléments de la matrice A^{-1} sont les suivants :

$$\left[A^{-1} \right]_{\lambda\lambda'} = (\epsilon_\lambda - \epsilon) \delta_{\lambda\lambda'} - \sum_{c''} \gamma_{\lambda c''} \gamma_{\lambda' c''} L_{c''} \quad (IV 7)$$

Le problème a donc été simplifié, l'inversion de la matrice $(1 - R L)$ étant remplacée par celle de la matrice A , matrice de niveau.

Il est alors possible de mettre les éléments de la matrice de collision sous la forme simple : (IV 8) :

$$U_{cc'} = e^{i(\Omega_{c'} + \Omega_c)} \left[\delta_{cc'} + 2i \sum_{\lambda\lambda'} (P_c P_{c'})^{1/2} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c'} A_{\lambda\lambda'} \right]$$

Ω_c étant la somme du déphasage coulombien ω_c et du déphasage lié à la diffusion sur une sphère dure de rayon R_c

$$\Omega_c = \omega_c - \arctan \frac{F_c}{G_c}$$

avec :

$$\begin{aligned} \omega_{cl} &= \sigma_{cl} - \sigma_{co} \\ &= \arctan \Gamma(l + 1 + i\eta) - \arctan \Gamma(1 + i\eta) \\ &= \sum_{n=1}^l \arctan \frac{\eta}{n} \end{aligned}$$

Posons :

$$\sum_{c''} \gamma_{\lambda c''} \gamma_{\lambda' c''} L_{c''} = -\Delta_{\lambda\lambda'} + \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda\lambda'} \quad (IV 9)$$

L'équation (IV - 7) de la matrice (A^{-1}) devient :

$$\left[A^{-1} \right]_{\lambda\lambda'} = (\epsilon_{\lambda} - \epsilon) \delta_{\lambda\lambda'} + \Delta_{\lambda\lambda'} - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda\lambda'} \quad (\text{IV } 10)$$

D'où l'expression de la matrice de collision U : (IV 11)

$$U_{cc'} = e^{i(\Omega_c + \Omega_{c'})} \left[\delta_{cc'} + \frac{2i \sum_{\lambda\lambda'} (P P_{c'})^{1/2} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c'}}{(\epsilon_{\lambda} - \epsilon) \delta_{\lambda\lambda'} + \Delta_{\lambda\lambda'} - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda\lambda'}} \right]$$

L'évaluation de la relation (IV - 10) nous permet d'apprécier les valeurs respectives de $\Delta_{\lambda\lambda'}$ et $\Gamma_{\lambda\lambda'}$

Nous obtenons ainsi la grandeur Γ_{λ} , largeur du niveau telle que :

$$\Gamma_{\lambda} = \sum_c 2 P_c \gamma_{\lambda c}^2 = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$$

Γ_{λ} s'exprime donc directement en fonction :

- de $\gamma_{\lambda c}^2$, largeur réduite, qui contient toutes les propriétés du noyau
- du facteur de pénétration P_c qui est celui obtenu précédemment (équation IV - 5'') et qui est fonction des conditions externes au noyau .

Il est la somme des largeurs réduites partielles $\Gamma_{\lambda c}$ relatives aux voies c .

La limite de la largeur réduite partielle peut être obtenue à partir de l'équation (IV - 4) pour la résonance .

$$\gamma_{\lambda c}^2 = \frac{\hbar^2}{2 M_c R_c} \left| X_{\lambda}(R_c) \right|^2$$

$\left| X_{\lambda}(R_c) \right|^2$ étant la probabilité de trouver la particule émise à la surface du noyau dans la voie c .

WIGNER a évalué la limite supérieure de $\gamma_{\lambda c}^2$:

$$\gamma_{\lambda c}^2 = \frac{3 \hbar^2}{2 M_c R_c^2} \quad (\text{IV } 12)$$

Par ailleurs, VOGT (Vo 62) montre qu'il est possible, tout en conservant la même valeur de B_c , d'adopter un potentiel à bords diffus plus proche de la réalité qu'un potentiel carré .

La seule variation importante avec l'épaisseur de la surface est celle de la pénétrabilité, le potentiel à bords diffus ayant un pouvoir réfléchissant bien moindre (Vo 65) .

La pénétrabilité " " fonction de l'épaisseur a de la surface doit donc être multipliée par un facteur f :

$$f = 1 + 6,7 a^2_{\text{Fermis}}$$

entraînant :

$$I'_{\lambda c} = 2 P_c \int \gamma_{\lambda c}^2 = 2 T_c \gamma_{\lambda c}^2$$

et permettant d'obtenir une valeur plus proche de $\gamma_{\lambda c}^2$.

Toujours à partir de la relation (IV - 10), nous obtenons ainsi un facteur de déplacement du niveau λ , directement lié à S_c :

$$\Delta_{\lambda} = - \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 S_c$$

La variation de ce facteur avec l'énergie est négligeable vis à vis de la variation résonante (La 58) (Vo 62) . Δ peut donc être intégré à l'énergie du niveau ε_{λ} de sorte que :

$$E_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} + \Delta_{\lambda}$$

.../...

D - Dépendance angulaire - Section efficace de réaction .

Les formules (IV - 2) et (IV - 3) permettent d'obtenir sous forme analytique, la formule générale de la section efficace différentielle dans le cas d'influences de plusieurs niveaux λ du noyau composé (Lu 60) et (Si 62) .

Si nous posons :

$$\beta = \arccos \operatorname{tg} \frac{2(E - E_\lambda)}{I'_\lambda}$$

Les formules générales sont les suivantes : (IV. 13 et 14) :

$$\text{IV. 13} \quad d\sigma(\theta)_{c'c} = \frac{k_c^{-2}}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{B_\nu}{h} P_\nu(\cos\theta) d\omega$$

$$\begin{aligned} \frac{B_\nu}{h} &= \sum_{\lambda_1=1}^n \sum_{\lambda_2=1}^n \frac{1}{I'_{\lambda_1} I'_{\lambda_2}} \cos \beta_{\lambda_1} \cdot \cos \beta_{\lambda_2} \\ &\times \sum_{\lambda_1=|\bar{J}_{\lambda_1}-s|}^{\bar{J}_{\lambda_1}+s} \times \sum_{\lambda_1'=|\bar{J}_{\lambda_1}-s'|}^{\bar{J}_{\lambda_1}+s'} \times \sum_{\lambda_2=|\bar{J}_{\lambda_2}-s|}^{\bar{J}_{\lambda_2}+s} \times \sum_{\lambda_2'=|\bar{J}_{\lambda_2}-s'|}^{\bar{J}_{\lambda_2}+s'} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{IV 14} \quad &\times \cos \left\{ \eta(c\ell_{\lambda_1}) + \eta(c'\ell'_{\lambda_1}) - \eta(c\ell_{\lambda_2}) - \eta(c'\ell'_{\lambda_2}) \right. \\ &\quad \left. + \beta_{\lambda_1} - \beta_{\lambda_2} \right\} \\ &\times \left[\sum_{s=|I-i|}^{I+1} (-)^s \bar{Z} \left(\ell_{\lambda_1} \bar{J}_{\lambda_1} \ell_{\lambda_2} \bar{J}_{\lambda_2}, s, \nu \right) I_{\lambda_1}^{1/2} (c s \ell_{\lambda_1}) I_{\lambda_2}^{1/2} (c s \ell_{\lambda_2}) \right. \\ &\times \left. \sum_{s'=|I-i'|}^{I'+i'} (-)^{s'} \bar{Z} \left(\ell'_{\lambda_1} \bar{J}_{\lambda_1} \ell'_{\lambda_2} \bar{J}_{\lambda_2}, s', \nu \right) I_{\lambda_1}^{1/2} (c' s' \ell'_{\lambda_1}) I_{\lambda_2}^{1/2} (c' s' \ell'_{\lambda_2}) \right] \end{aligned}$$

Les règles d'addition de ces vecteurs entraînent :

$$\begin{aligned} \sqrt{J_{\text{Max}}} &\leq 2 l_{\text{Max}} \\ &\leq 2 l_{\text{Max}}^{\dagger} \\ &\leq 2 J_{\text{Max}} \end{aligned}$$

déterminant ainsi l'ordre maximum des polynômes de Legendre qui rendront compte de la distribution angulaire .

- Dans la plupart des cas, un nombre plus ou moins important de résonances contribue à la réaction . Si le nombre de ces états composés est faible, des états de même parité peuvent interférer entraînant des termes d'interférence de $\sqrt{J}$ pairs . Les distributions angulaires restent symétriques par rapport à 90° .

Dans le cas d'états de parité opposée, elles deviennent asymétriques par rapport à 90° du fait de l'introduction de termes d'interférence de $\sqrt{J}$ impair .

- Dans certaines conditions, un très grand nombre d'états composés contribue à la réaction, les termes d'interférence pairs et impairs se compensent, les éléments de matrice étant distribués au hasard en valeur et en signe . La distribution angulaire est symétrique par rapport à 90° .

La section efficace différentielle peut être intégrée sur tous les angles pour obtenir :

$$\sigma_{c'c} = \frac{\pi}{k_c^2} \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_s \sum_{s'} B_0(c's', cs)$$

Les coefficients $\overline{Z}$ disparaissent puisque :

$$\overline{Z}(l_{\lambda_1} J_{\lambda_1} l_{\lambda_2} J_{\lambda_2} ; s_0) = \delta_{l_{\lambda_1} l_{\lambda_2}} \delta_{J_{\lambda_1} J_{\lambda_2}} (-)^{J_1 - s} (2J_1 + 1)^{1/2}$$

De plus la section efficace intégrée ne contient plus de termes d'interférences, sauf si $J_1^{\pi_1} = J_2^{\pi_2}$. Ce qui donne, sous forme analytique dans le cas de n niveaux :

IV 15

$$\sigma_{c'c} = \frac{4\pi}{k_c^2} \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\lambda=1}^n \frac{J_{\lambda+I+i}}{\sum_{l_{\lambda}=|J_{\lambda}-(I+i)|}^{J_{\lambda+I+i}}} \times \sum_{l'_{\lambda}=|J_{\lambda}-(I+i')|}^{J_{\lambda+I+i'}} \frac{\left(\frac{2J_{\lambda+1}}{I_{\lambda}^2} \right) \Gamma_{\lambda c c'} \Gamma_{\lambda c' l'}}{\Gamma_{\lambda}^2} \cos^2 \beta_{\lambda}$$

.../...

II - CONNAISSANCES ACTUELLES DES NIVEAUX DU ^{11}B -A - Etude théorique :

Les travaux faits sur les niveaux du ^{11}B sont basés sur le modèle en couches et sur les hypothèses suivantes :

Les nucléons se meuvent dans le potentiel central du modèle en couches. Ces nucléons sont aussi soumis à une interaction résiduelle ou effective à 2 particules pour laquelle J est un bon nombre quantique .

En employant le formalisme du spin isotopique, les configurations que nous devons considérer sont :

$$\left(1s \frac{1}{2}\right)^4 (1p)^{A-4} \quad \text{pour } 4 \leq A \leq 16$$

Pour la couche (1p), 15 éléments de matrice sont nécessaires pour l'interaction à 2 corps . Ce nombre peut être réduit à 11 si l'on adopte l'hypothèse de l'indépendance des charges et un potentiel identique pour les protons et les neutrons .

Ces 11 éléments peuvent être tirés de l'énergie de niveaux suffisamment définis pour qu'il soit possible de les identifier aux niveaux du modèle . De cette manière nous pourrions dire qu'ils sont phénoménologiques . Une autre donnée, expérimentale également : celle des énergies de liaison des particules célibataires, doit être utilisée . Il est alors possible de définir l'ensemble des niveaux résultant de la configuration citée . Les dernières principales études faites sur ces bases concernant la couche (1p), donc le ^{11}B , sont celles de COHEN et KURATH (Co 65) ; AMIT et KATZ (Am 64) .

.../...

Les résultats obtenus sont reportés sur la figure IV-1 et peuvent y être comparés aux résultats expérimentaux compilés par AJZENBERG, SELOVE et LAURITZEN (Aj 68). Ils diffèrent entre eux, surtout par la différence des paramètres utilisés, du fait du choix des données .

Les derniers travaux sur la couche (1p) sont ceux de HALBERT, KIM et KUO (Ha 66), à partir d'un potentiel très élaboré défini par HAMADA (Ha 60) et (Ha 61) puis HAMADA et JOHNSON (Ha 62) .

Ce potentiel tient compte :

- d'un terme de couplage spin-orbite
- des états singulets et triplets
- enfin d'une interaction tensorielle .

Cette méthode détermine l'interaction effective par un ajustement convenable des niveaux et des énergies de liaison connus des noyaux de cette couche .

Nous notons que l'application non plus d'une interaction effective mais de l'interaction réelle, telle qu'elle résulte des diffusions nucléon-nucléon a été tentée . Dans ce cas la forme analytique s'inspire de la forme obtenue par l'échange de pions entre nucléons . La constante de couplage est celle également qui rend compte de cet échange sur un grand domaine d'énergie . L'accord est qualitativement bon .

Il faut cependant noter qu'il n'y a aucune raison d'identifier l'interaction effective et l'interaction réelle .

Les résultats obtenus jusqu'ici n'atteignent pas (Figure IV-1) notre gamme d'énergie . Dans le cas du ^{11}B les niveaux de la couche (1 p) sont impairs , tout au moins ceux ainsi calculés .

.../...

NIVEAUX D'ENERGIE DU ¹¹B

183	1-2	13009	1-2	13583	3-2	1400	3-2	14125	3-2
1755									
1692									
1675									
1580									
1508									
1455									
1404									
1315	1-2	10881	3-2	8125	5-2	8167	5-2	8667	5-2
1302									
1257									
1220	10B + p								
1158									
1126									
1127									
1110									
1061									
1032									
1026									
957									
928									
919									
892									
857									
799									
730									
679									
674									
503									
448									
214									
0									

182	1-2	1667	1-2	1833	1-2	1833	1-2	00625	3-2	00625	3-2	0	3-2
692	7-2	5917	7-2	5917	7-2	6042	7-2	5917	7-2	6042	7-2	692	7-2
628	3-2	5396	3-2	5250	3-2	5104	3-2	5250	3-2	5104	3-2	628	3-2
464	5-2	4333	5-2	4667	5-2	4500	5-2	4667	5-2	4500	5-2	464	5-2
182	1-2	1667	1-2	1833	1-2	1833	1-2	1833	1-2	1833	1-2	182	1-2
0	3-2	0	3-2	00625	3-2	00625	3-2	00625	3-2	00625	3-2	0	3-2

LAURITSEN ET AJZENBERG, SELOVE
(LA 68)

AMIT ET KATZ
(AM 64)

COHEN ET KURATH
(CO 65)

HALBERT KIM ET KUD
(HA 66)

INTERACTION EFFECTIVE AVEC COUPLAGE J-J
FORCES SPIN-ORbite ET TENSORIELLES

INTERACTION EFFECTIVE AVEC COUPLAGE
J-J

INTERACTION EFFECTIVE AVEC COUPLAGE
L-S

FITTEE POUR 8 = A = 16

FITTEE POUR 6 = A = 16

FITTEE POUR 5 = A = 15

NUCLEAR DATA SHEETS

EVALUATION THEORIQUE

FIGURE IV 1

B - Etudes expérimentales :

Les niveaux du ^{11}B qui nous intéressent particulièrement sont ceux de 15,8 - 16,7 et 16,9 MeV .

Les résultats expérimentaux ont permis de déterminer leurs positions mais non leurs caractéristiques .

Ces niveaux ont été atteints à partir des voies : $^7\text{Li} + \alpha$ dont la différence de masse par rapport à celle du ^{11}B fondamental est de (8,664 MeV)

$^{10}\text{B} + n$ (11,456 MeV) ; $^9\text{Be} + d$ (15,819 MeV)

Les résultats obtenus sont les suivants :

Energie de résonances (MeV)	Voie d'entrée	Emission	Largeur MeV	Références
$15,80 \pm 0,13$	$^7\text{Li} + \alpha$	n, α	$= 0,18 \pm 0,10$	(Me 63) (Cu 66)
	$^{10}\text{B} + n$	n'		(Da 60)
$16,7 \pm 0,30$	$^7\text{Li} + \alpha$	n		(Me 63)
	$^9\text{Be} + d$	n		(Ba 60) (Sh 57) (Si 65) (Ev 49) (B0 55) (Ko 63) (Ne 59)
		$p_o, \alpha_o, \alpha_1, t$	niveau large	(Ca 52) (Bi 62) (Ju 55) (Ju 58)
	$^{10}\text{B} + n$	α_o, t	niveau large	(Da 61)
(16,9) possible	$^9\text{Be} + d$	p_o, α_o, α_1	large en p_o peu net en α	(Mc 57) (Ca 52) (Bi 62)

TABLEAU (IV - 1)

.../...

Notons que ces 3 niveaux sont accessibles par la voie

$^9\text{Be} + d$: En application de la règle de sélection du spin isotopique, tous trois seraient de $T = \frac{1}{2}$.

III - DETERMINATION DE LA PARTICIPATION DU MECANISME DE NOYAU COMPOSE AUX REACTIONS $^9\text{Be} + d$ A TRES BASSE ENERGIE -

Comme le montre le tableau (IV -1), les 3 niveaux susceptibles de nous intéresser n'ont pas été complètement déterminés à ce jour .

Outre le fait que l'existence de l'un d'entre eux est incertaine, le très grand nombre d'inconnues rend notre recherche difficile : la littérature ne donne en effet pour chacun d'eux, aucune indication sur :

- la parité
- le spin
- l'ordre de grandeur des largeurs partielles (pouvant varier d'un facteur 1 à 100)
- et peu de données sur leurs largeurs totales

Nous possédons par contre, dans la gamme d'énergie incidente de 0,4 à 2,4 MeV la courbe de section efficace totale, en mesure absolue, de production des α_0 et α_1 , ainsi que plusieurs distributions angulaires établies par : J.A. BIGGEISTAFF et ses Collaborateurs (Bi 62) .

D'autres données plus fragmentaires, en mesure relative ou absolue de ces mêmes valeurs relatives aux protons p_0 et tritons t_0 ont été établies :

de 0,295 à 0,620 MeV	(Jo 52)
de 0,6 à 1,4 MeV	(Mi 58) ()
à 1,3 MeV	(Cu 53)
et de 0,85 à 2,20 MeV	(Bi 62) .

.../...

Il nous a été possible de normaliser ces résultats de façon à obtenir un ensemble cohérent pour l'émission des α_0 , α_1 , p_0 et t_0 .

Les courbes de sections efficaces totales ainsi normalisées par rapport aux plus récentes (Bi 62) sont données par la figure IV-2.

Il est regrettable de ne pouvoir agir de même pour les protons p_1 ; les rares données que nous avons pu réunir sont : soit impossibles à normaliser, soit établies à une énergie de l'ordre du MeV. Ces dernières relèvent alors nettement de l'interaction directe et ne peuvent donc contribuer à cette étude.

Si le caractère très net d'asymétrie des distributions angulaires établies à 200 keV nécessite la participation de 2 niveaux de parité contraire du ^{11}B , il n'exclut pas la contribution d'un troisième niveau.

Bien au contraire, la tentative d'identifier les émissions des protons p_0 et tritons t_0 à celles des réactions résonantes exige une telle contribution. En effet, puisque toutes deux sont soumises aux mêmes lois vectorielles, seul un troisième niveau pourrait rendre compte de la différence de signe des coefficients du Polynôme de Legendre d'ordre 2 de leurs décompositions. Seule une interférence de 2 niveaux de même parité, jouant de façon opposée pour ces 2 émissions donnerait une explication de ce phénomène.

Un premier choix des niveaux contribuant à la réaction $^9\text{Be} + d$ peut être fait à partir des remarques suivantes. Les données publiées ou calculées sur les distributions angulaires tracées par divers auteurs permettent d'obtenir la variation du rapport $\frac{A_1}{A}$ en fonction de l'énergie incidente pour les 4 émissions (p_0 , t_0 , α_0 , α_1)⁰ (Figures IV - 3. 4. 5. 6.) .

.../...

SECTIONS EFFICACES TOTALES

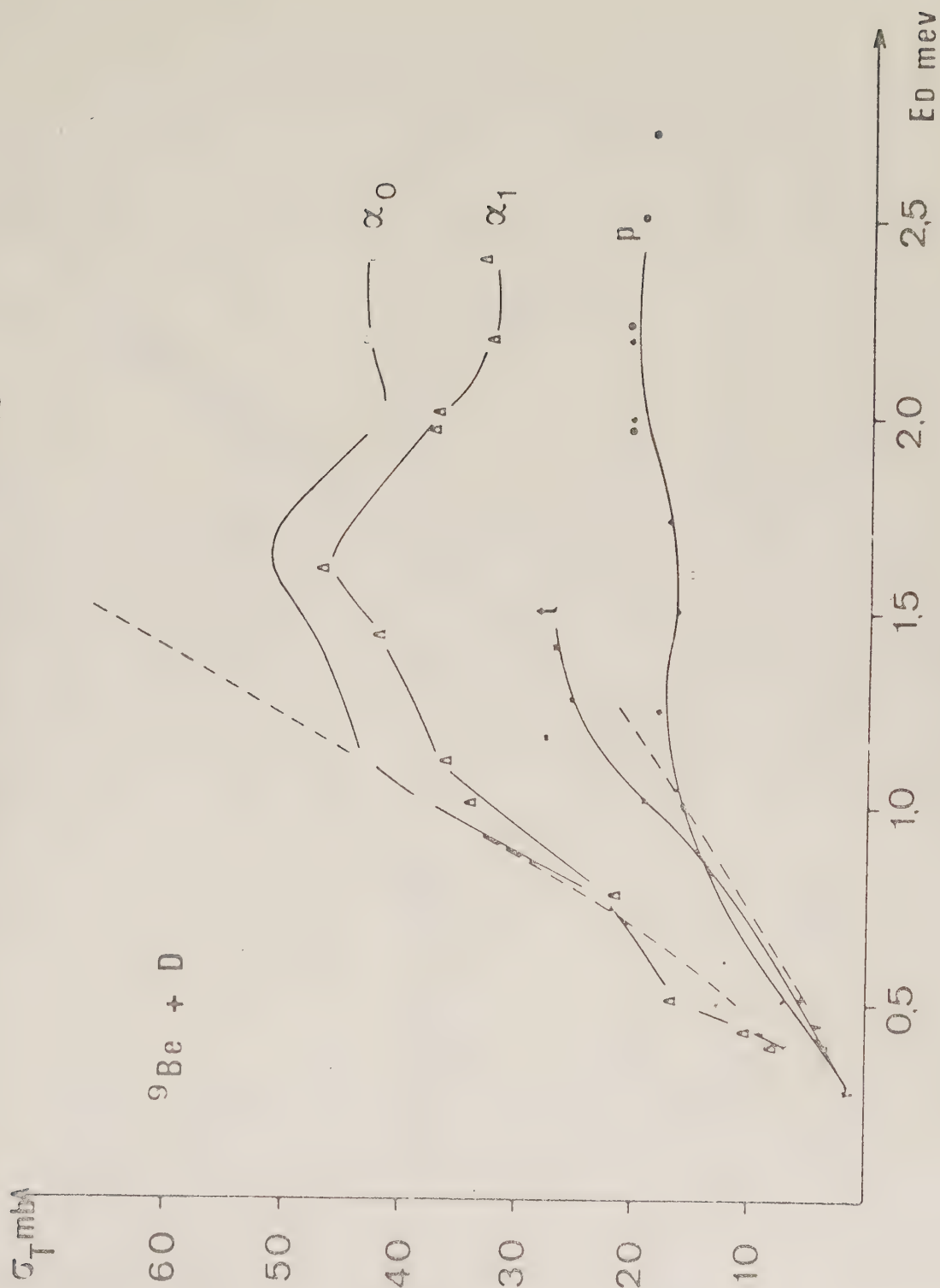


FIGURE 'V - 2

REACTION ${}^9\text{Be}(\text{d}\alpha_0) {}^7\text{Li}^{\cdot}$

$$\frac{A_2}{A_0} = f(E_D)$$

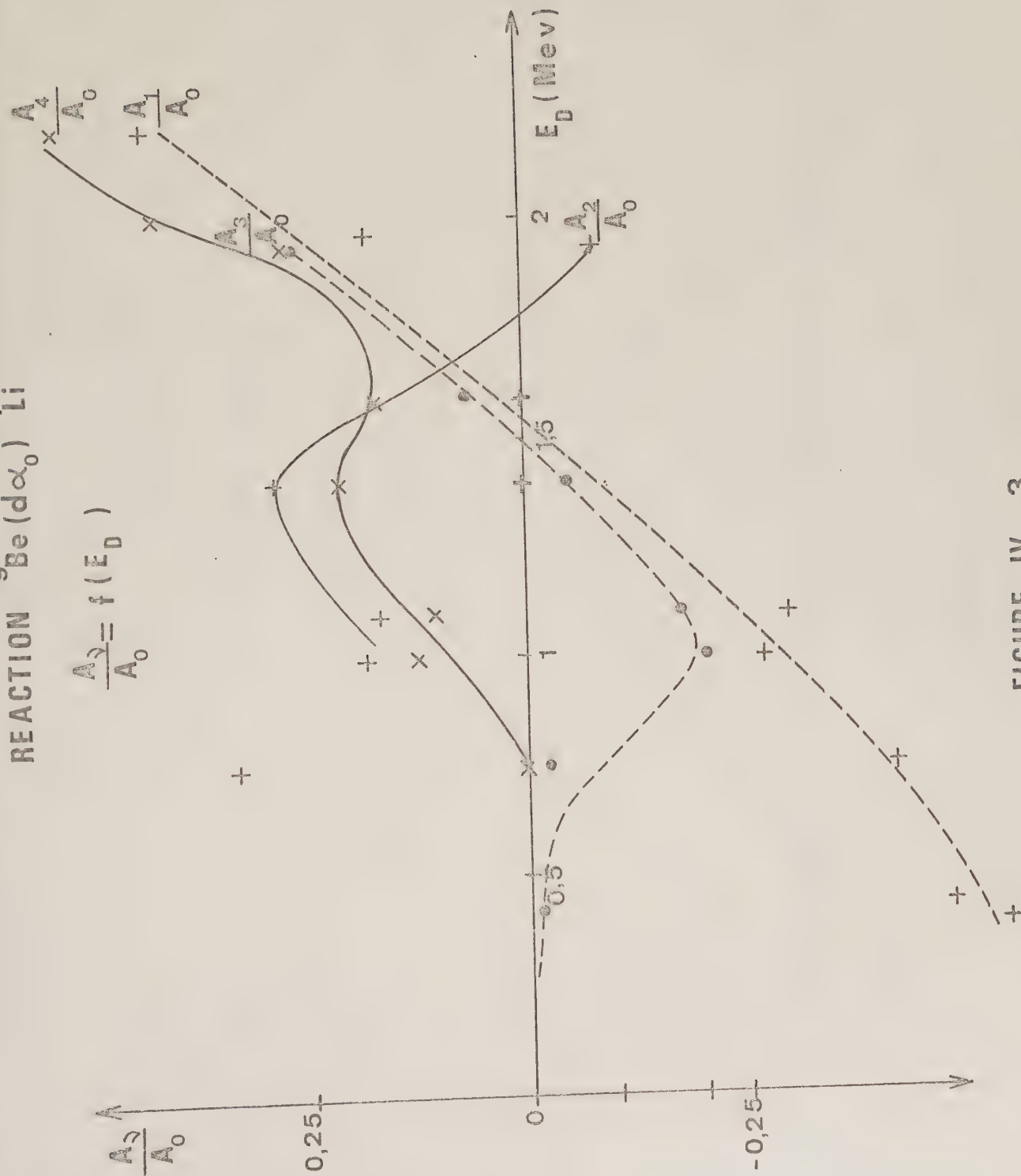


FIGURE IV 3

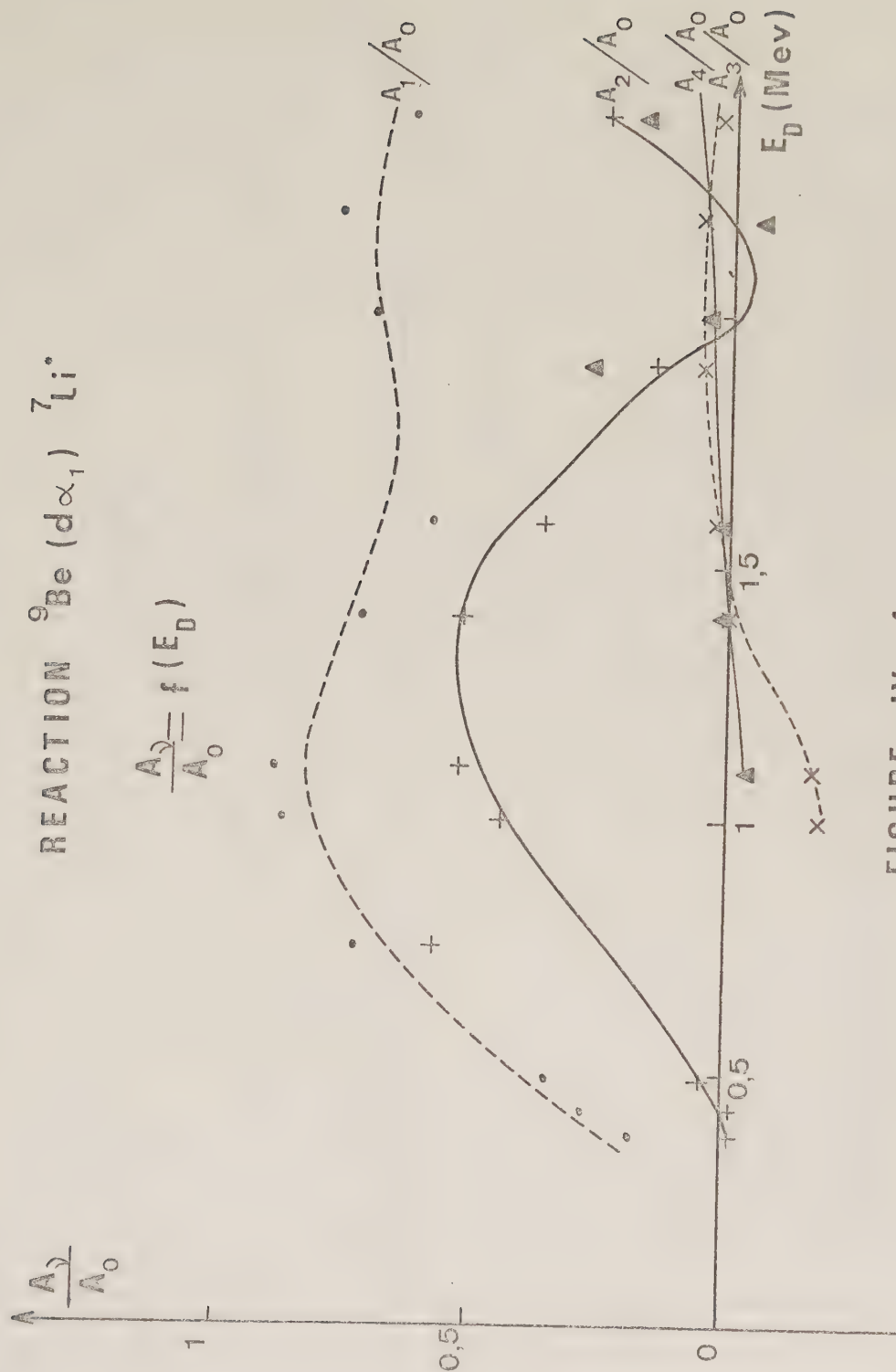


FIGURE IV - 4

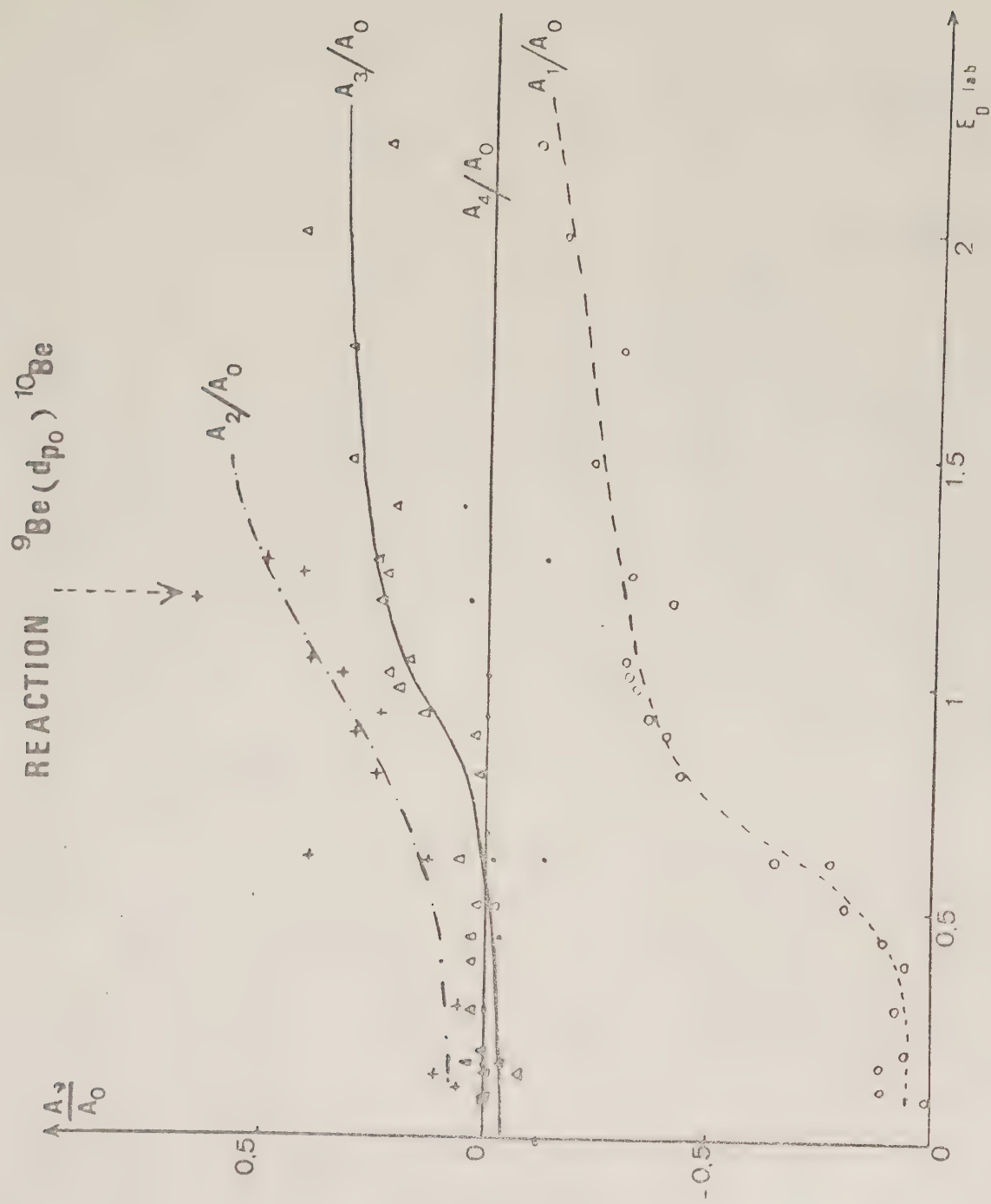
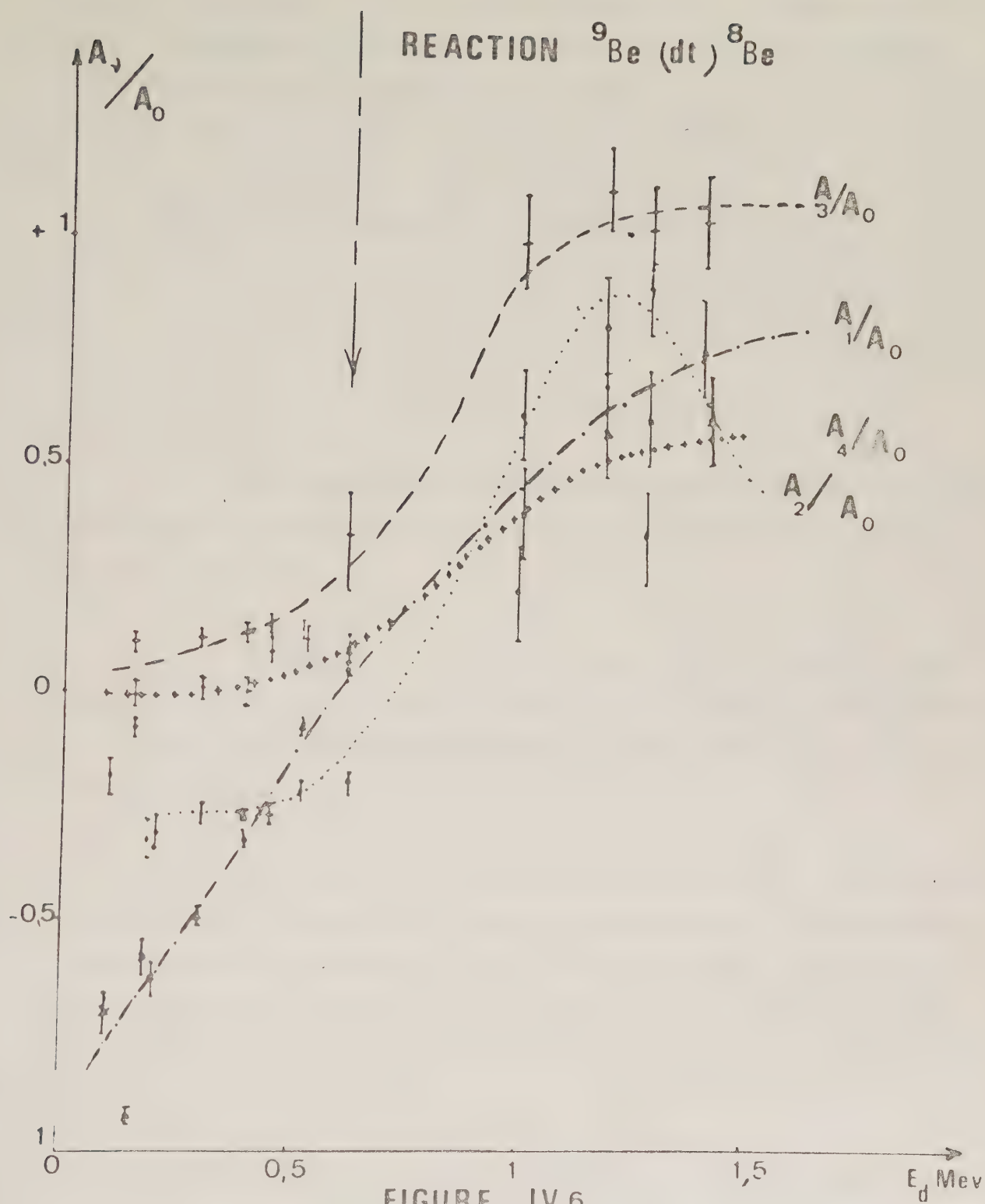


FIGURE IV 5



Ce terme traduit l'importance de l'interférence. Maximal à 200 keV, minimal à 1,5 MeV, pour 3 d'entre elles, il montre que les niveaux résonants ont des énergies inférieures au seuil de la réaction ${}^9\text{Be} + d$ pour les uns, de l'ordre de 16,9 MeV pour les autres. L'influence de niveaux d'énergie supérieure peut donc être négligée à 200 keV.

Les niveaux du ${}^{11}\text{B}$ pouvant agir sont ceux de :

15,12

15,18

16,7

16,9 MeV (bien qu'incertain) .

Ces remarques permettent de supposer que l'un au moins des niveaux au dessous de seuil est de parité contraire à l'un des niveaux de 16,7 et 16,9 MeV.

Toutefois, la variation du terme $\frac{A_1}{A}$ caractéristique de l'émission des α_1 n'obéit pas à la même loi. Il continue de croître au delà de 1,5 MeV, donc l'influence de niveaux d'énergie supérieure masque nettement celle de ceux qui nous intéressent.

Par ailleurs le net maximum du terme $\frac{A_2}{A_0}$ que présente l'émission des α_0 et α_1 aux environs de 1,5 MeV permet de considérer la contribution des niveaux de 16,7 et 16,9 comme certaine. De plus leurs courbes de sections efficaces totales mettent bien en évidence une large résonance à cette énergie, sans annuler la possibilité de 2 résonances très proches.

Notons que les courbes relatives aux p_0 et t_0 sont moins concluantes dans cette zone d'énergie, ce qui est normal en raison de la très forte proportion d'interaction directe.

.../...

J. M. Mc CRARY et ses collaborateurs (Mc 57) observent aussi une première résonance large aux environs de 1,3 MeV, et une deuxième possible à 1,8 MeV dans la production des γ de 3,37 MeV émis par le $^{10}\text{Be}^*$ ($E^* = 3,37 \text{ MeV}$).

A partir de ces considérations sur les données expérimentales il est possible d'envisager la contribution d'au moins un niveau d'énergie inférieure au seuil $^9\text{Be} + d$, et celle d'au moins un niveau de 16,8 MeV environ il reste impossible de conclure à l'existence de 2 niveaux au voisinage de cette énergie.

A - Détermination des niveaux résonants à partir des sections efficaces totales d'émission des α_0 et α_1 :

Dans ce but nous simplifions la formule de section efficace totale de façon à obtenir une fonction de l'énergie incidente, valable en première approximation, quels que soient les spins J_λ des niveaux λ , leurs largeurs réduites γ^2 et les moments angulaires de la voie de sortie ℓ'_λ . Nous obtenons ainsi une formule simplifiée, seulement sensible au choix du moment angulaire orbital de la voie d'entrée ℓ_λ donc à la parité du niveau correspondant et au choix de la largeur totale Γ_λ .

La formule générale de la section efficace totale est la suivante pour une transition ($c' \rightarrow c$) :

$$\begin{aligned} \sigma_T(c' \rightarrow c) &= \frac{4\pi\lambda^2}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_m} \sum_{\ell_\lambda} \sum_{\ell'_\lambda} (2J_\lambda + 1) \frac{\Gamma_\lambda(c, \ell_\lambda) \cdot \Gamma_\lambda(c', \ell'_\lambda)}{4(E - E_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2} \\ &= \frac{\pi\lambda^2}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\lambda, \ell_\lambda, \ell'_\lambda} B_{0\lambda}(\ell_\lambda, \ell'_\lambda) \end{aligned}$$

Dans le cas de réactions résonantes de fort bilan d'énergie, la variation des coefficients de transmission relatifs aux ondes de sortie de $0 \leq l \leq 4$ est représentée par des droites qui à 10⁰/o près sont affines (Figures IV-7.8.9.10). Il est donc possible d'exprimer les largeurs réduites partielles de la voie de sortie en fonction d'un coefficient de transmission $T_{c'}$, l'_λ choisi; par exemple $T_{c'o}$:

$$\Gamma_{\lambda c' l'_\lambda} = T_{c'o} \left(\sum_{l'_\lambda} t_{c' l'_\lambda} \right) \gamma_{lc'}^2$$

et ce lorsque l'émission n'implique qu'un spin possible de la voie de sortie, ce qui est ici notre cas.

La variable $t_{c' l'_\lambda}$ représente le coefficient d'affinité du coefficient de transmission $T_{c' l'_\lambda}$ impliqué par le spin du niveau J au coefficient choisi $T_{c'o}$, ainsi que la variation des largeurs $\gamma_{\lambda c'}^2$ avec l'_λ .

L'erreur qu'entraîne cette approximation est négligeable en comparaison de la forte variation des autres coefficients avec l'énergie : en particulier celle du facteur de transmission de la voie d'entrée (Figure IV - 11). Il devient possible d'englober dans une constante $K_{\lambda l_\lambda}$ toutes les caractéristiques autre que la parité et la largeur du niveau λ c'est à dire :

- le spin
- les largeurs réduites des voies d'entrée et de sortie :

$$\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c s}^2 \quad \text{et} \quad \gamma_{\lambda c'}^2$$

(pour plusieurs spins d'entrée possibles)

d'où :

$$B_o(cc') = \sum_{\lambda l_\lambda} \frac{K_{\lambda l_\lambda} T_{cl_\lambda} T_{c'o}}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{\Gamma_{\lambda}^2}{4}}$$

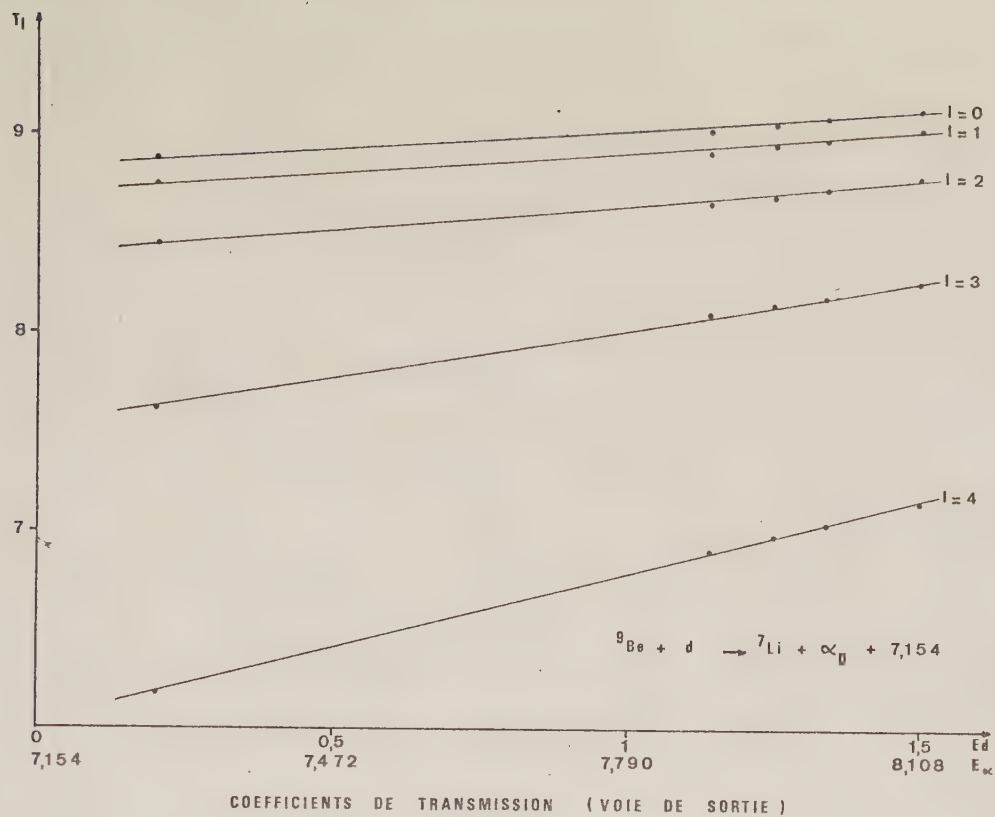
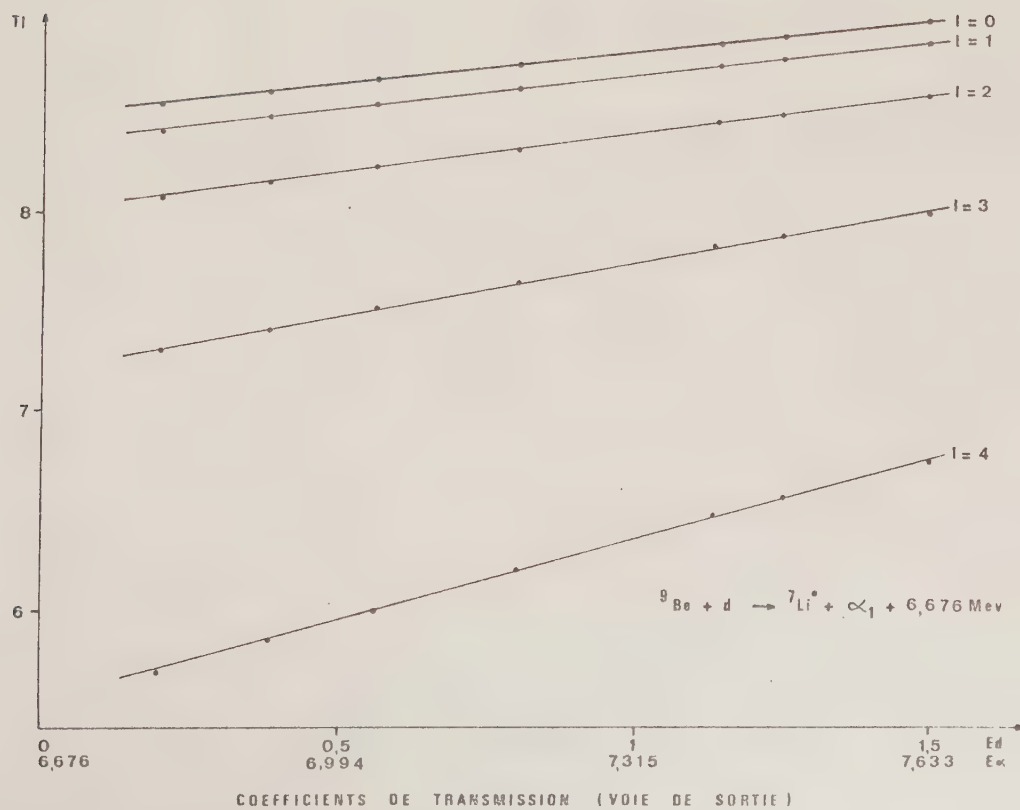


FIGURE IV 7



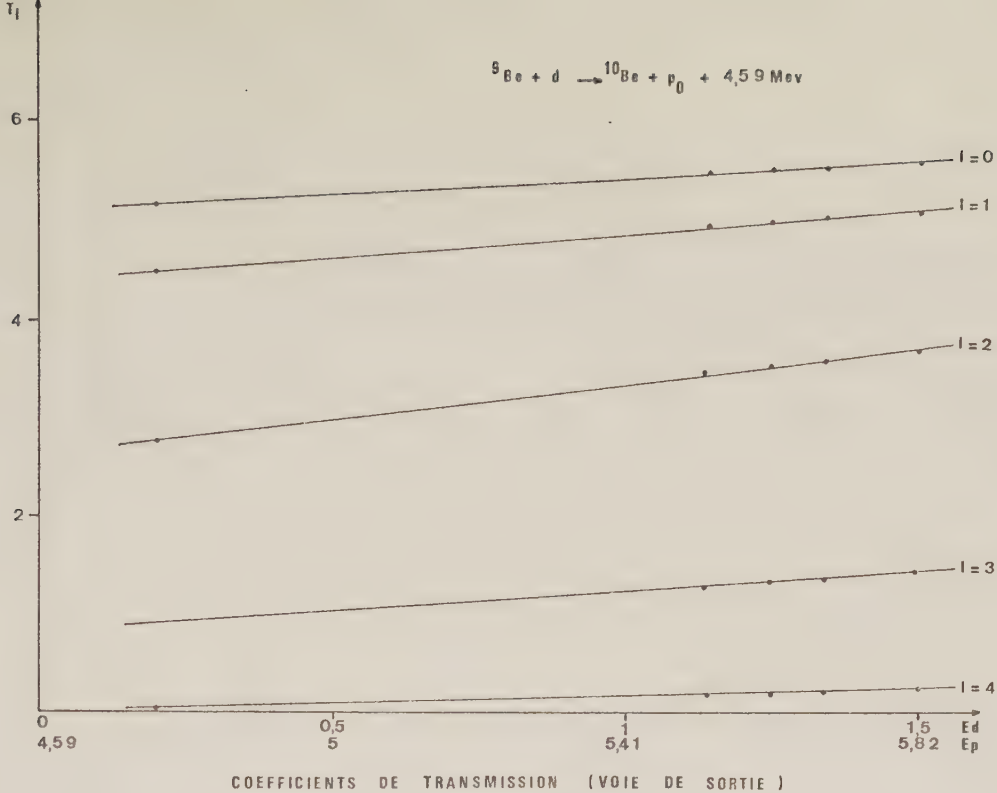


FIGURE IV 9

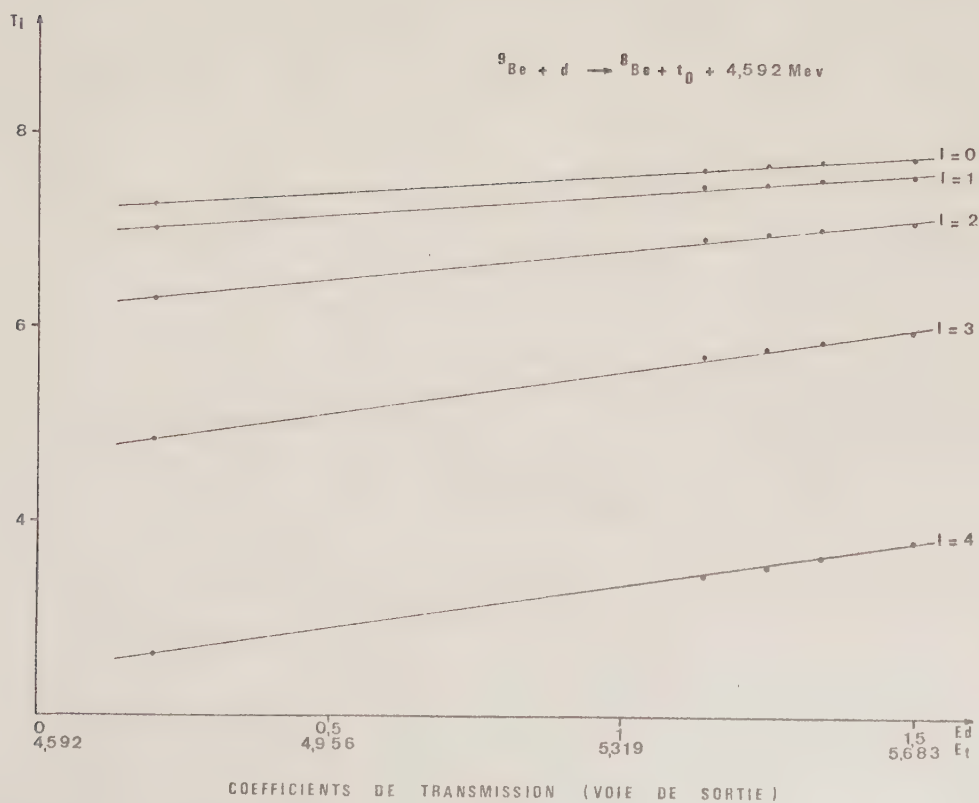
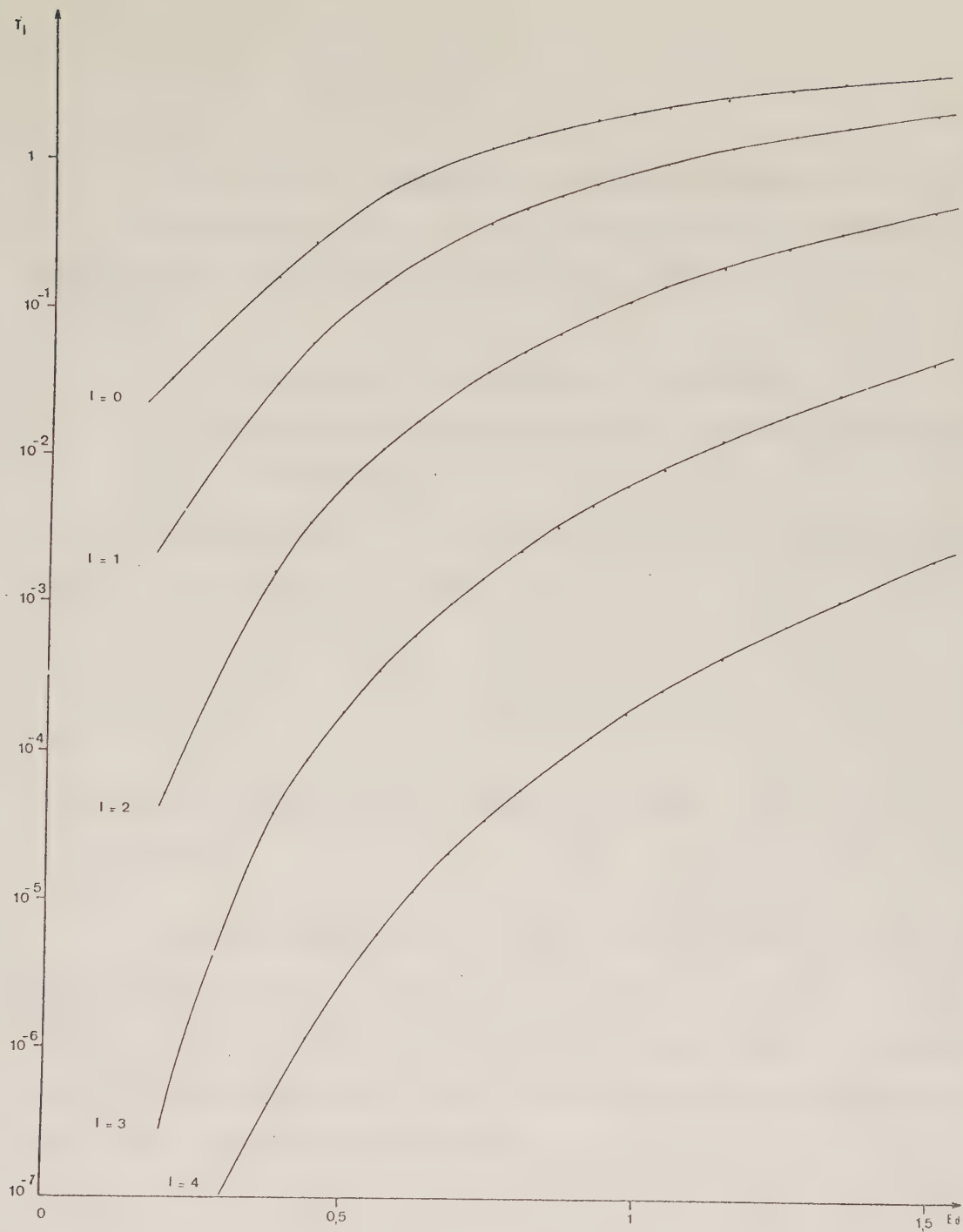


FIGURE IV 10



COEFFICIENTS DE TRANSMISSION (VOIE D'ENTREE)

FIGURE IV 11

avec :

$$K_{\lambda l_{\lambda}} = (2J_{\lambda} + 1) \gamma_{\lambda c'}^2 \sum_{l'_{\lambda}} t_{c' l'_{\lambda}} \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c \lambda}^2$$

Ceci est une possibilité de traduire l'expression complète de de la section efficace totale ou de B_0 par une formule sensible seulement aux niveaux qui interviennent dans le mécanisme de la réaction et plus exactement :

- à leur position en énergie et à leur largeur .
- et à leur seule parité donnée par le choix des transmissions à l'entrée $T_c l_{\lambda}$.

La valeur de $K_{\lambda l_{\lambda}}$ obtenue est acceptable si pour tous les spins J_{λ} possibles, le produit :

$$\gamma_{\lambda c'}^2 \cdot \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c \lambda}^2$$

reste inférieur au produit des limites de Wigner $\theta_{\lambda c'}^2 \sum_{\lambda} \theta_{\lambda c \lambda}^2$
(formule IV 12)

Cette méthode est appliquée à l'émission des α_0 et α_1 en tant que test des niveaux du ^{11}B de 15,80 ; 16,7 et 16,9 MeV . L'influence du n iveau de 15,12 MeV ne peut être ainsi approfondie : sa participation à la section efficace totale ne pouvant être que négligeable, de l'ordre des erreurs expérimentales .

L'étude de l'émission des α_1 montre que la meilleure identification des courbes expérimentales et théoriques de B_0 pour des valeurs de $K_{\lambda l_{\lambda}}$ acceptables (Figure IV-12) est obtenue dans le cadre :

- d'un niveau de 15,80 MeV de parité impaire
- de niveaux de 16,7 et 16,9 MeV de parité paire et ce, pour 2 ensembles de valeurs possibles de leurs largeurs totales :

DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES

Γ_λ ET K_λ

DES NIVEAUX $\lambda = 1, 2$ ET 3

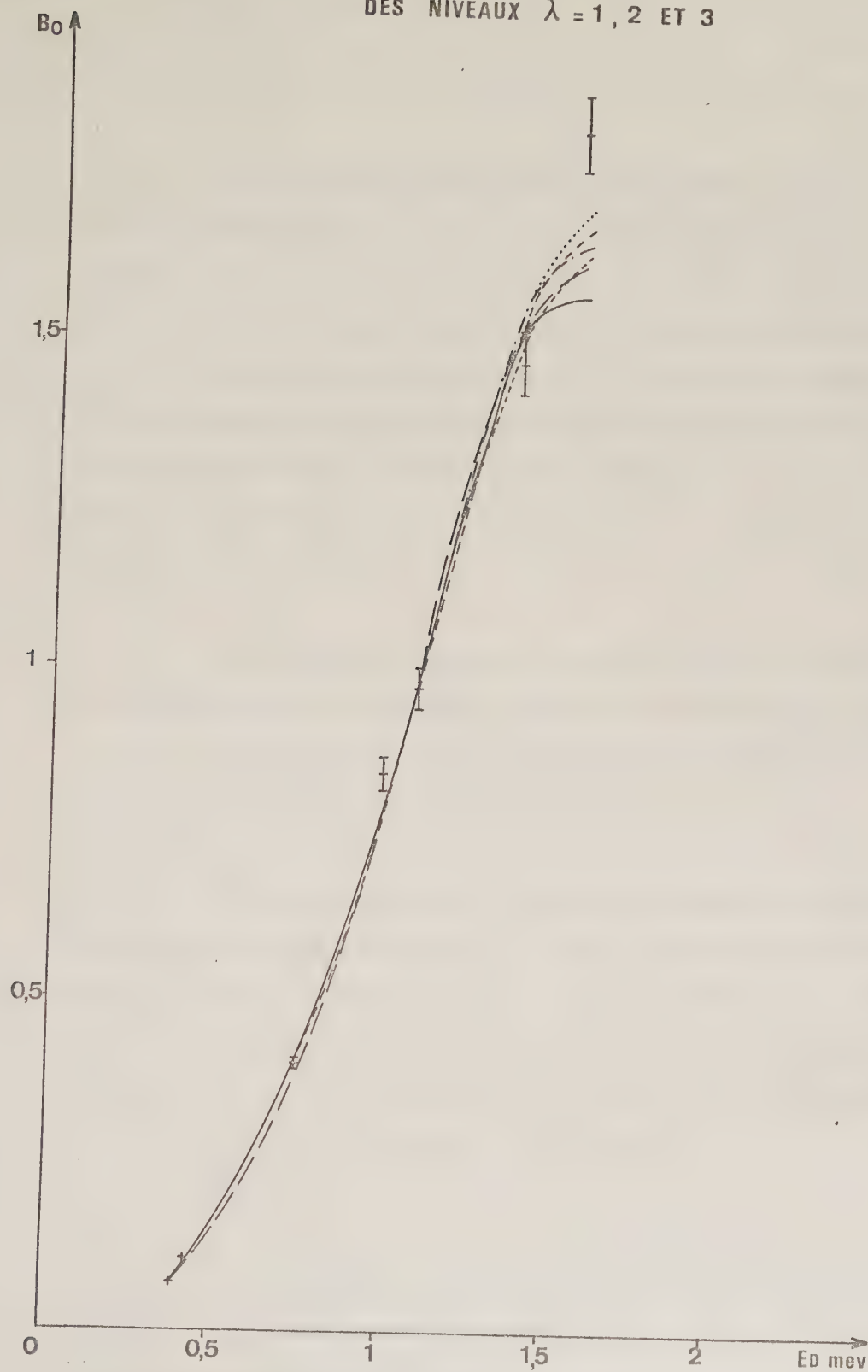


FIGURE IV 12

Niveau de 15,8 MeV	$\Gamma_1 = 0,46 \pm 0,01 \text{ MeV}$	$\Gamma_1 = 0,86 \pm 0,04 \text{ MeV}$
Niveau de 16,7 MeV	$\Gamma_2 = 1,25 \pm 0,25 \text{ MeV}$	ou $\Gamma_2 = 1,00 \pm 0,13 \text{ MeV}$
Niveau de 16,9 MeV	$\Gamma_3 = 1,10 \pm 0,10 \text{ MeV}$	$\Gamma_3 = 1,00 \pm 0,14 \text{ MeV}$

Elle montre aussi que la participation d'ondes d'entrée de $l > 1$ est négligeable. Ceci est en accord avec les conclusions obtenues sur les parités impliquées. En effet, l'influence du niveau de parité impaire n'est sensible qu'aux très basses énergies. Il est formé à partir d'ondes entrantes de $l = 0$, la participation d'ondes de $l = 2$ restant négligeable dans cette gamme d'énergie. Les niveaux de parité paire sont formés à partir d'ondes de $l = 1$ (de pénétration 100 fois supérieure à celle des ondes de $l = 3$ aux environs de 1,3 MeV, énergie de résonance).

La figure IV-12 montre bien l'accord de ces résultats avec l'expérience jusqu'à 1,2 MeV. Aucune étude plus fine ne peut être tentée ; au delà de cette énergie, la participation de niveaux supérieurs ne peut être considérée comme négligeable.

La solution retenue n'est pas obligatoirement celle que semblerait choisir un test en χ^2 mais plutôt celle qui à partir des mêmes niveaux de largeurs $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ et de parités identiques, rend ainsi compte de la courbe d'excitation de l'émission α_0 et donne le rapport $\left[\frac{(\sigma_T)_{\alpha_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} \right]$ le plus proche des résultats expérimentaux obtenus à 200 keV ($0,65 \pm 0,07$)

Dans le cadre des niveaux et de leurs parités annoncés ci-dessus, toutes ces conditions sont remplies pour les valeurs de Γ_λ suivantes, définies à 10% près :

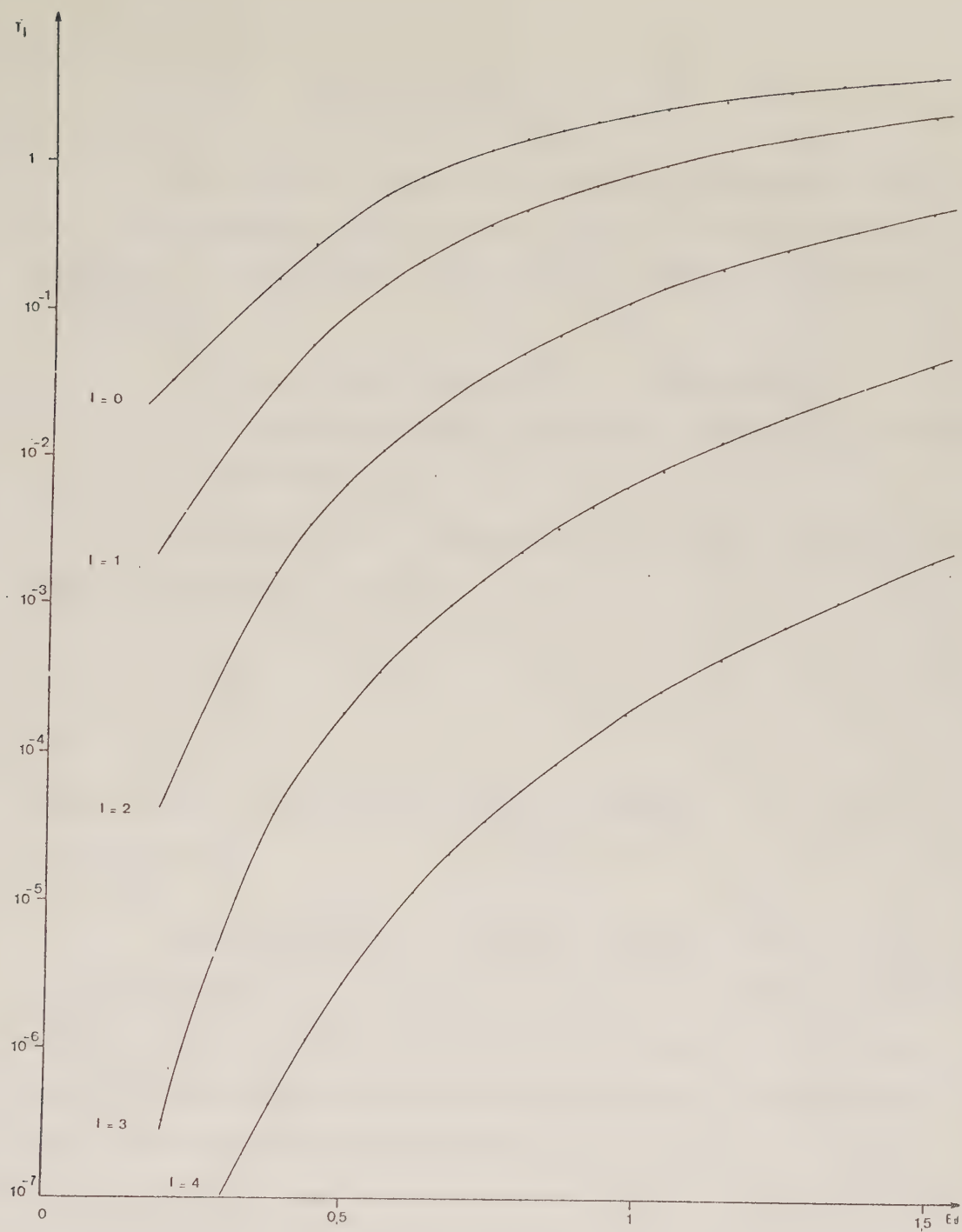
Niveau de 15,8 MeV	$\Gamma_1 = 0,46 \pm 0,01 \text{ MeV}$	$\Gamma_1 = 0,86 \pm 0,04 \text{ MeV}$
Niveau de 16,7 MeV	$\Gamma_2 = 1,25 \pm 0,25 \text{ MeV}$	$\Gamma_2 = 1,00 \pm 0,13 \text{ MeV}$
Niveau de 16,9 MeV	$\Gamma_3 = 1,10 \pm 0,10 \text{ MeV}$	$\Gamma_3 = 1,00 \pm 0,14 \text{ MeV}$

Elle montre aussi que la participation d'ondes d'entrée de $l > 1$ est négligeable. Ceci est en accord avec les conclusions obtenues sur les parités impliquées. En effet, l'influence du niveau de parité impaire n'est sensible qu'aux très basses énergies. Il est formé à partir d'ondes entrantes de $l = 0$, la participation d'ondes de $l = 2$ restant négligeable dans cette gamme d'énergie. Les niveaux de parité paire sont formés à partir d'ondes de $l = 1$ (de pénétration 100 fois supérieure à celle des ondes de $l = 3$ aux environs de 1,3 MeV, énergie de résonance).

La figure IV-12 montre bien l'accord de ces résultats avec l'expérience jusqu'à 1,2 MeV. Aucune étude plus fine ne peut être tentée ; au delà de cette énergie, la participation de niveaux supérieurs ne peut être considérée comme négligeable.

La solution retenue n'est pas obligatoirement celle que semblerait choisir un test en χ^2 mais plutôt celle qui à partir des mêmes niveaux de largeurs $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ et de parités identiques, rend ainsi compte de la courbe d'excitation de l'émission α_0 et donne le rapport $\left[\frac{(\sigma_T)_{\alpha_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} \right]$ le plus proche des résultats expérimentaux obtenus à 200 keV ($0,65 \pm 0,07$)

Dans le cadre des niveaux et de leurs parités annoncés ci-dessus, toutes ces conditions sont remplies pour les valeurs de Γ_λ suivantes, définies à 10% près :



COEFFICIENTS DE TRANSMISSION (VOIE D'ENTREE)

FIGURE IV 11

avec :

$$K_{\lambda l_{\lambda}} = (2J_{\lambda} + 1) \gamma_{\lambda c'}^2 \sum_{l'_{\lambda}} t_{c' l'_{\lambda}} \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c \lambda}^2$$

Ceci est une possibilité de traduire l'expression complète de de la section efficace totale ou de B_0 par une formule sensible seulement aux niveaux qui interviennent dans le mécanisme de la réaction et plus exactement :

- à leur position en énergie et à leur largeur .
- et à leur seule parité donnée par le choix des transmissions à l'entrée $T_c l_{\lambda}$.

La valeur de $K_{\lambda l_{\lambda}}$ obtenue est acceptable si pour tous les spins J_{λ} possibles, le produit :

$$\gamma_{\lambda c'}^2 \cdot \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c s}^2$$

reste inférieur au produit des limites de Wigner $\theta_{\lambda c'}^2 \sum_{\lambda} \theta_{\lambda c \lambda}^2$
(formule IV 12)

Cette méthode est appliquée à l'émission des α_0 et α_1 en tant que test des niveaux du ^{11}B de 15,80 ; 16,7 et 16,9 MeV . L'influence du n niveau de 15,12 MeV ne peut être ainsi approfondie : sa participation à la section efficace totale ne pouvant être que négligeable, de l'ordre des erreurs expérimentales .

L'étude de l'émission des α_1 montre que la meilleure identification des courbes expérimentales et théoriques de B_0 pour des valeurs de $K_{\lambda l_{\lambda}}$ acceptables (Figure IV-12) est obtenue dans le cadre :

- d'un niveau de 15,80 MeV de parité impaire
- de niveaux de 16,7 et 16,9 MeV de parité paire et ce, pour 2 ensembles de valeurs possibles de leurs largeurs totales :

DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES

Γ_λ ET K_λ

DES NIVEAUX $\lambda = 1, 2$ ET 3

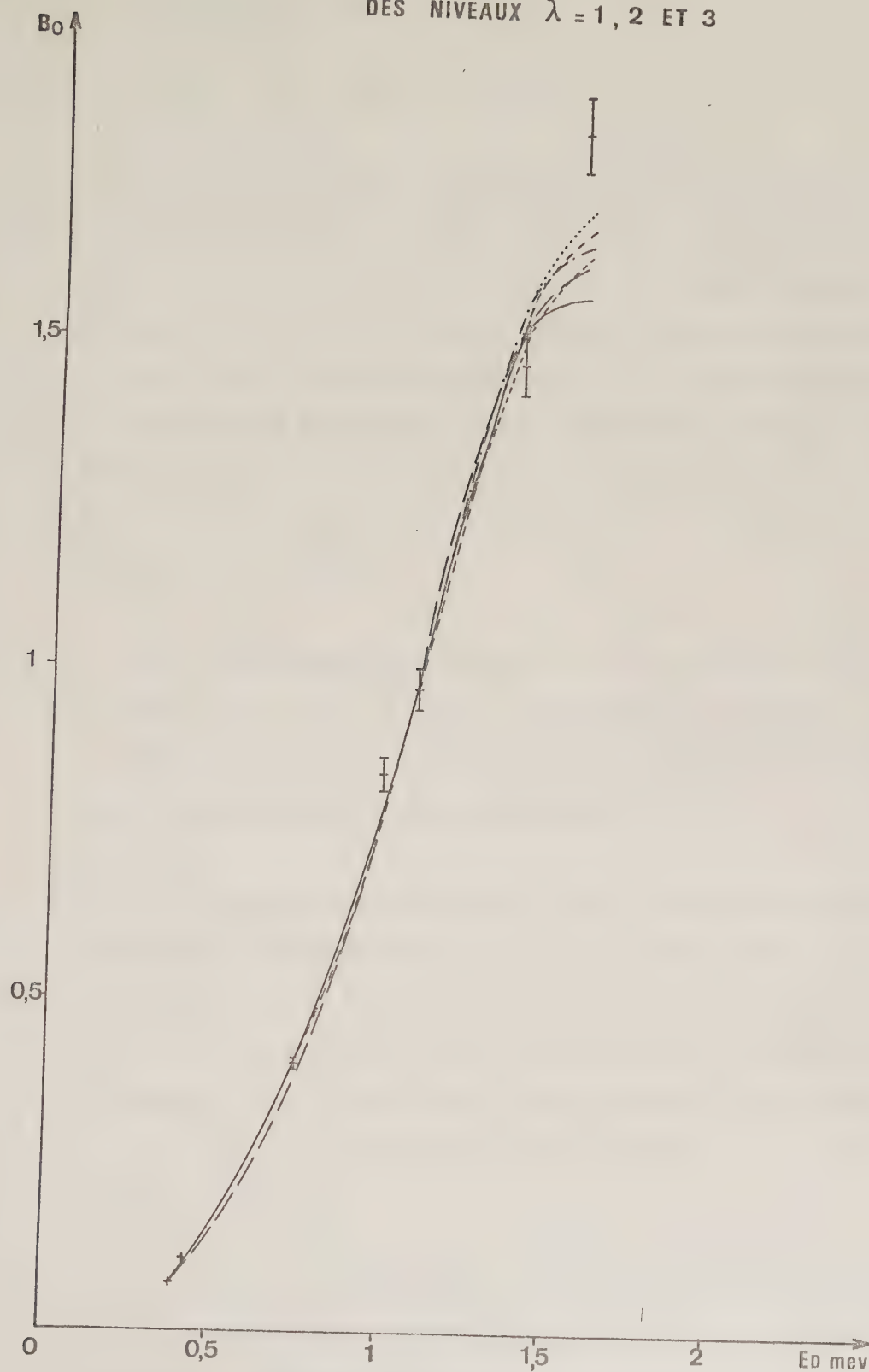


FIGURE IV 12

Niveau de 15,8 MeV	$\Gamma_1 = 0,46 \pm 0,01 \text{ MeV}$	$\Gamma_1 = 0,86 \pm 0,04 \text{ MeV}$
Niveau de 16,7 MeV	$\Gamma_2 = 1,25 \pm 0,25 \text{ MeV}$	ou $\Gamma_2 = 1,00 \pm 0,13 \text{ MeV}$
Niveau de 16,9 MeV	$\Gamma_3 = 1,10 \pm 0,10 \text{ MeV}$	$\Gamma_3 = 1,00 \pm 0,14 \text{ MeV}$

Elle montre aussi que la participation d'ondes d'entrée de $l > 1$ est négligeable . Ceci est en accord avec les conclusions obtenues sur les parités impliquées . En effet, l'influence du niveau de parité impaire n'est sensible qu'aux très basses énergies . Il est formé à partir d'ondes entrantes de $l = 0$, la participation d'ondes de $l = 2$ restant négligeable dans cette gamme d'énergie . Les niveaux de parité paire sont formés à partir d'ondes de $l = 1$ (de pénétration 100 fois supérieure à celle des ondes de $l = 3$ aux environs de 1,3 MeV, énergie de résonance) .

La figure IV-12 montre bien l'accord de ces résultats avec l'expérience jusqu'à 1,2 MeV . Aucune étude plus fine ne peut être tentée ; au delà de cette énergie, la participation de niveaux supérieurs ne peut être considérée comme négligeable .

La solution retenue n'est pas obligatoirement celle que semblerait choisir un test en χ^2 mais plutôt celle qui à partir des mêmes niveaux de largeurs $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ et de parités identiques, rend ainsi compte de la courbe d'excitation de l'émission α_0 et donne le rapport $\left[\frac{(\sigma_T)_{\alpha_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} \right]$ le plus proche des résultats expérimentaux obtenus à 200 keV ($0,65 \pm 0,07$)

Dans le cadre des niveaux et de leurs parités annoncés ci-dessus, toutes ces conditions sont remplies pour les valeurs de Γ_λ suivantes, définies à 10% près :

$$\left[\begin{array}{l} \Gamma_1 = 0,84 \text{ MeV} \\ \Gamma_2 = 1,06 \text{ MeV} \\ \Gamma_3 = 1,13 \text{ MeV} \end{array} \right] \Rightarrow \left[\begin{array}{l} \text{à } 200 \text{ keV} \\ \frac{(\sigma_T)_{\alpha_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} = 0,64 \end{array} \right]$$

L'exploitation des B_0 relatifs aux α c'est à dire des sections totales montre que les niveaux du ^{11}B de 16,7 et 16,9 MeV sont non seulement très proches mais présentent des largeurs et parités identiques. Ces nouveaux éléments contribuent à rendre l'existence de celui de 16,9 MeV incertaine.

B - Etude du mécanisme des réactions $^9\text{Be}(d p_0)^{10}\text{Be}$ et $^9\text{Be}(d t_0)^8\text{Be}$:

Les caractéristiques obtenues par l'étude de l'émission des alpha permettent d'approfondir le mécanisme responsable de l'émission des protons p_0 et t_0 . Cette étude ne peut être faite que sur une gamme d'énergie restreinte :

de 0 à 600 keV pour les protons p_0 .

de 0 à 400 keV pour les tritons t_0 .

Au-delà de ces limites, nous trouvons l'évolution d'un pic vers l'avant nettement caractéristique de l'interaction directe (Figure III-2-3).

A partir des valeurs des largeurs Γ_λ des niveaux résonants précédemment déterminées, et de leurs parités, il est possible d'obtenir des valeurs des coefficients $K_{\lambda\lambda}$ rendant compte de la variation des sections efficaces totales de production des p_0 et t_0 sur leur gamme d'énergie respective.

.../...

Tenant compte des approximations utilisées et surtout des renormalisations nécessaires effectuées sur les sections efficaces totales nous constatons un bon accord :

$$\frac{(\sigma_T)_{p_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} = 0,41$$

à 200 keV

$$\frac{(\sigma_T)_{t_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} = 0,39$$

$$\frac{(\sigma_T)_{p_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} = 0,40 \pm 0,04$$

l'expérience donne

$$\frac{(\sigma_T)_{t_0}}{(\sigma_T)_{\alpha_1}} = 0,42 \pm 0,04$$

Nous en déduisons que ces 2 réactions s'effectuent essentiellement par le mécanisme de noyau composé .

Pour étayer ces fortes présomptions et dans le but d'approfondir le cas de l'émission des protons p_1 , il est nécessaire de déterminer les caractéristiques les plus cohérentes des niveaux impliqués, capables de rendre compte des distributions angulaires des α_0 , α_1 , p_0 et t_0 .

.../...

C - Détermination des caractéristiques les plus probables des niveaux :

L'exploitation des sections efficaces totales de production des α_0 et α_1 nous permet de limiter, en premier lieu, les moments angulaires orbitaux des ondes à 0 et 1 .

Les spins possibles du niveau de 15,80 MeV du ^{11}B sont donc $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$; $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ et $7/2^+$ ceux des niveaux de 16,7 et 16,9 MeV .

Le tableau suivant donne les différents modes de décomposition selon 4 des voies de sortie étudiées expérimentalement :

Voies	$d + {}^9\text{Be}$ $1^+ \quad 3/2^-$	$\alpha_0 + {}^7\text{Li}$ $0^+ \quad 3/2^-$	$\alpha_1 + {}^7\text{Li}^*$ $0^+ \quad 1/2^-$	$t_0 + {}^{10}\text{Be}$ $p_0 + {}^{10}\text{Be}$ $1/2^+ \quad 0^+$
Spin de la voie	$1/2 \quad 3/2 \quad 5/2$	$3/2$	$1/2$	$1/2$
J^π	l		l'	
$1/2^-$	0 - -	2	0	1
$1/2^+$	1 1 -	1	1	0
$3/2^-$	0 - -	0, 2	2	1
$3/2^+$	1 1 1	1, 3	1	2
$5/2^-$	- - 0	2, 4	2	3
$5/2^+$	- 1 1	1, 3	3	2
$7/2^+$	- - 1	3, 5	3	4

TABLEAU IV - 2

Quelques remarques préliminaires sont possibles à partir des variations de l'ensemble des distributions angulaires de 0 à 2,2 MeV (Figures IV-3 4, 5, 6) .

- Pour le ou les niveaux de 16,7 et 16,9 MeV :

Nous notons à l'énergie incidente proche de 1,5 MeV la presque totalité des caractéristiques de résonance dans l'émission des alpha .

A cette énergie, la distribution angulaire des α_0 présente dans sa décomposition en polynômes de Legendre :

- des termes d'ordre impair nuls .
- un maximum du terme d'ordre 2 .
- une participation non maximale du terme d'ordre 4 .

A même énergie, celle des α_1 est traduite par :

- des termes d'ordre pair maximaux ou nuls : A_2 maximal
 A_4 nul
- une participation non nulle du terme impair : A_1
- une participation nulle du terme impair : A_3

Pour l'une la présence d'un terme d'ordre 4, pour l'autre celle d'un terme d'ordre 1, proviennent nettement d'un niveau d'énergie très supérieure, qui pour pouvoir rendre compte de ces termes, devra être de spin supérieur à 3/2 .

Nous retenons donc le fait que le terme d'ordre 4 n'est pas caractéristique des niveaux : $\lambda = 2$ et 3 . Ceci est confirmé par les émissions des α_1 , p_0 et t_0 pour lesquelles il est négligeable de 0 à 1,5 MeV .

.../...

Nous admettons donc que les spins $5/2^+$ et $7/2^+$ sont peu probables pour ces niveaux .

Dans ces conditions, le maximum très prononcé du terme d'ordre 2 à environ 1,5 MeV pour l'émission des alpha impose un spin $3/2^+$ pour l'un de ces 2 niveaux, pour l'autre $1/2^+$ nécessairement, s'il existe .

- Pour le niveau de 15,80 MeV :

Il est bien difficile de faire un choix du spin pour des considérations qualitatives . Les 3 possibilités d'interférence avec un niveau de spin $3/2^+$ doivent être retenues :

$$1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$$

La présence d'un terme d'interférence d'ordre 3 maximum entre 0 et 1,5 MeV, nécessaire pour traduire l'émission des α_0 bien que négligeable pour l'émission des α_1 (Figures IV-13, 14), semblerait interdire la possibilité d'un spin $1/2^-$.

Pourtant, la contribution éloignée d'une résonance due à un niveau de spin supérieur à $3/2$ au terme B_1 relatif aux α_1 , à énergie inférieure à 1,5 MeV peut, les niveaux étant larges, rendre compte de la présence de ce terme d'ordre 3 à 1 MeV .

- La méthode d'étude est la suivante :

Elle est menée à 200 keV dans le but de restreindre les possibilités de spin, puis en vérification, poursuivie jusqu'à 1,5 MeV .

Pour celà, il est nécessaire d'envisager pour l'émission des α toutes les combinaisons de spin possibles pour les niveaux $\lambda = 1, 2, 3$ du ^{11}B compte tenu de leurs largeurs, et de leur position en énergie, en négligeant en première approximation le niveau $\lambda = 0$ de 15,12 MeV très éloigné .

.../...

REACTION ${}^9\text{Be} (d \alpha_0) {}^7\text{Li}$

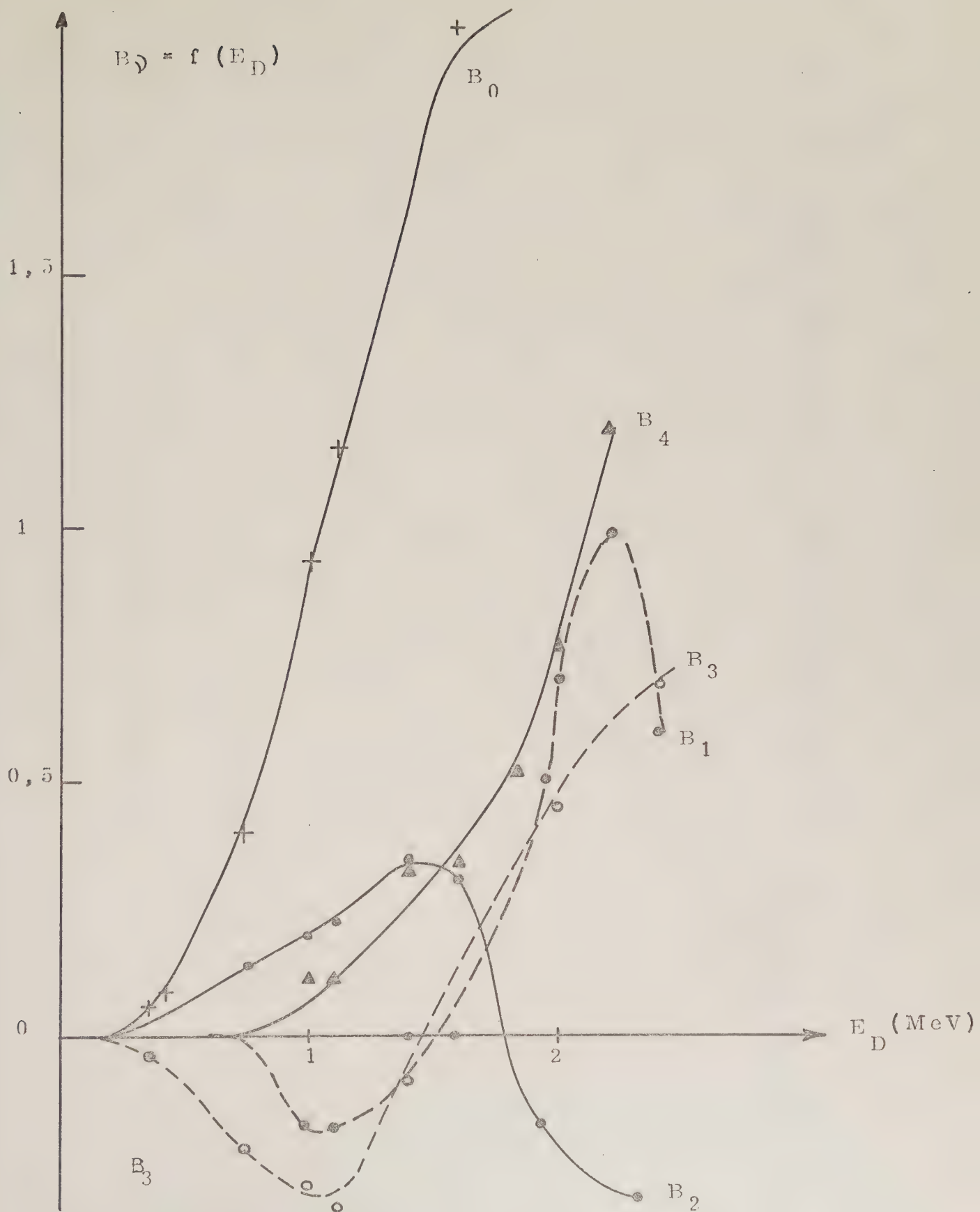


FIGURE IV - 13

REACTION ${}^9\text{Be} (d \alpha_1) {}^7\text{Li}^{\bullet}$

$$B_3 = f(E_D)$$

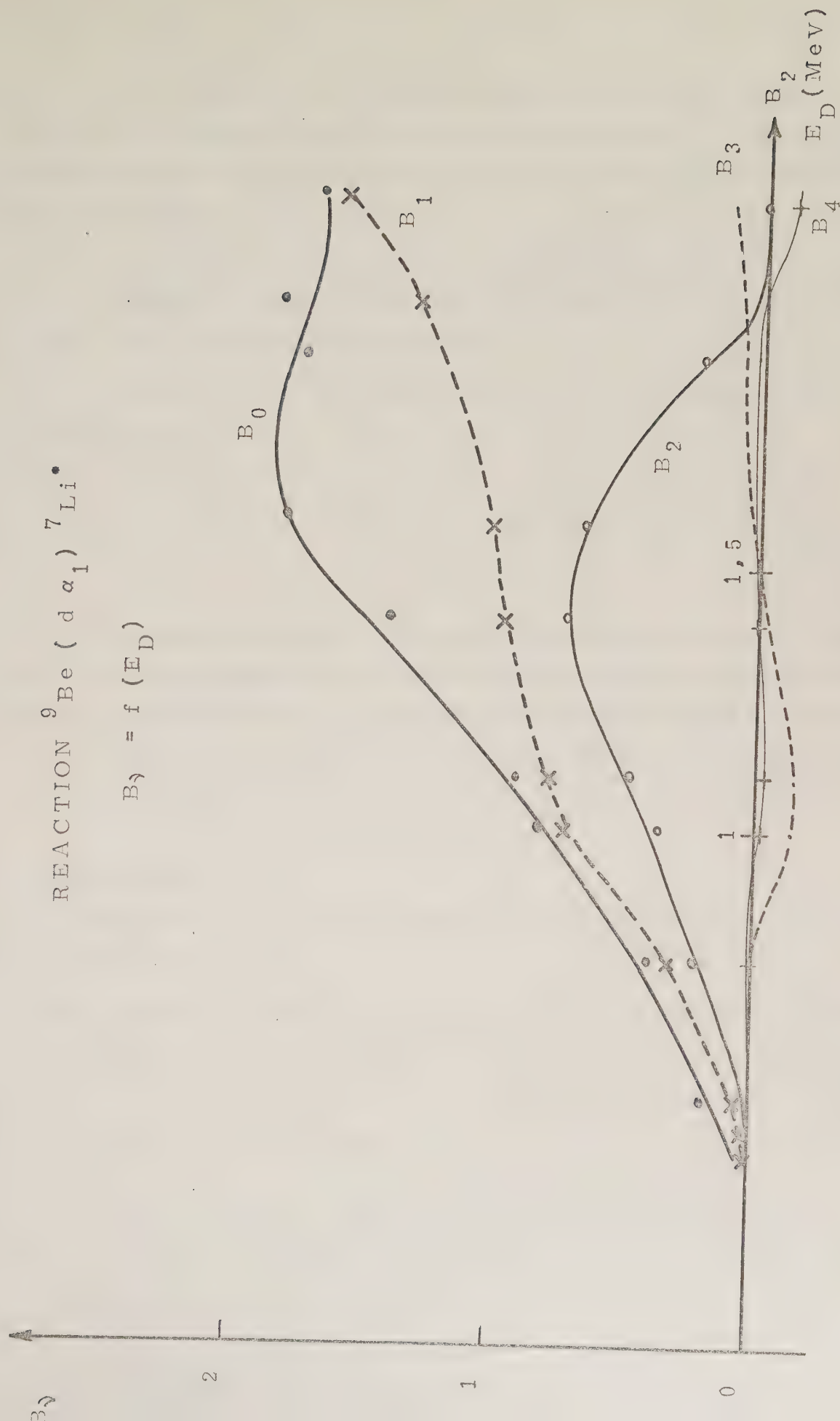


FIGURE IV - 14

Les valeurs de K_λ obtenues donnent pour chaque cas possible les valeurs très proches du produit des largeurs réduites : $\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c \lambda}^2 \gamma_{\lambda c'}^2$ un affinement de celles-ci doit être fait au moyen des courbes de sections efficaces totales .

Suivant les spins envisagés, l'état composé peut être formé à partir d'une à trois voies de spins différents .

Soient $x_{\lambda c \lambda}^2$ les coefficients chiffrant leurs contributions à leur somme $\gamma_{\lambda c}^2$

$$\gamma_{\lambda c}^2 = \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c \lambda}^2 = \gamma_{\lambda c}^2 \sum_{\lambda} x_{\lambda c \lambda}^2$$

Un ensemble de niveaux est jugé très fortement probable, si, compte tenu des erreurs statistiques, les distributions angulaires théoriques rendent compte de l'expérience non seulement à 200 keV mais de 0 à 1,5 MeV pour des valeurs de $x_{\lambda c \lambda}^2$ communes aux quatre émissions . Les résultats obtenus seront utilisés pour compléter l'étude de la réaction ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$

- RESULTATS -

I - A 200 keV, une solution cohérente impliquant les niveaux $\lambda = 1, 2$ et 3 est obtenue .

Des largeurs réduites rendent bien compte des distributions angulaires des a_0 , a_1 , p_0 et t_0 à 200 keV dans le cas où les niveaux impliqués $\lambda = 1, 2$ et 3 ont les spins respectifs $1/2^-$, $3/2^+$, $1/2^+$ et les largeurs Γ_λ précédemment déterminées .

Cette possibilité, cependant ne peut être retenue ; à plus haute énergie les distributions angulaires ne s'accordent pas avec le résultat du calcul .

La probabilité d'existence du niveau $\lambda = 3$ diminue donc encore .

II- Nous avons donc poursuivi notre recherche à partir des niveaux :

$\lambda = 1$ et 2 et retenu les spins respectifs $1/2^-$ et $3/2^+$.

Les distributions angulaires et les sections efficaces totales de production des α_0 , α_1 , p_0 et t_0 sont calculées à partir des données suivantes :

- un niveau $\Gamma = 1$ de spin $1/2^-$

d'énergie d'excitation 15,8 MeV

d'une largeur de 0,84 MeV

- un niveau $\Gamma = 2$ de spin $3/2^+$

d'énergie d'excitation 16,7 MeV

d'une largeur de 1,06 MeV

Les variations des sections efficaces totales expérimentales avec l'énergie incidente permettent de 0 à 2 MeV pour les alphas, de 0 à 600 keV pour les p_0 et t_0 de déterminer les meilleures valeurs des largeurs réduites à partir des équations suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma_T(cc') &= \sigma_T^{\frac{1}{2}-}(cc') + \sigma_T^{\frac{3}{2}+}(cc') \\ &= \frac{2}{3} \pi \lambda^2 \frac{[\Gamma_c]^{\frac{1}{2}-} [\Gamma_{c'}]^{\frac{1}{2}-}}{[\Gamma_1^2]^{\frac{1}{2}-}} \omega^2 \beta_1 \\ &+ \frac{4}{3} \pi \lambda^2 \frac{[\Gamma_c]^{\frac{3}{2}+} [\Gamma_{c'}]^{\frac{3}{2}+}}{[\Gamma_2^2]^{\frac{3}{2}+}} \omega^2 \beta_2 \\ &\dots / \dots \end{aligned}$$

La participation des ondes d'entrée de $\ell = 2$ et 3 reste négligeable .

Les caractéristiques ainsi obtenues pour ces niveaux sont réunies dans le tableau suivant . Le produit des largeurs réduites des voies d'entrée et de sortie $\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c s}^2 \cdot \gamma_{\lambda c'}^2$ y est comparé au produit de leurs limites imposées par WIGNER . Soit $\alpha_c^2 \cdot \alpha_{c'}^2$, ce rapport comparatif :

Niveau du ^{11}B	Energie d'excitation E_{λ} MeV	J^{π}	Γ_{λ} (MeV)	$\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c s}^2 \cdot \gamma_{\lambda c'}^2$ (MeV) ²	$\alpha_c^2 \cdot \alpha_{c'}^2$
$\lambda = 1$	15,80	$\frac{1}{2}^{-}$	0,84	$\gamma_{d \frac{1}{2}}^2 \cdot \gamma_{\alpha o \frac{3}{2}}^2 = 0,0038$	0,14
				$\gamma_{d \frac{1}{2}}^2 \cdot \gamma_{\alpha 1 \frac{1}{2}}^2 = 0,0053$	0,20
				$\gamma_{d \frac{1}{2}}^2 \cdot \gamma_{p o \frac{1}{2}}^2 = 0,0055$	0,05
				$\gamma_{d \frac{1}{2}}^2 \cdot \gamma_{t o \frac{1}{2}}^2 = 0,0035$	0,06
$\lambda = 2$	16,70	$\frac{3}{2}^{+}$	1,06	$\sum_{\lambda} \gamma_{ds}^2 \cdot \gamma_{\alpha o \frac{3}{2}}^2 = 0,0033$	0,09
				$\sum_{\lambda} \gamma_{ds}^2 \cdot \gamma_{\alpha 1 \frac{1}{2}}^2 = 0,0038$	0,11
				$\sum_{\lambda} \gamma_{ds}^2 \cdot \gamma_{p o \frac{1}{2}}^2 = 0,0053$	0,03
				$\sum_{\lambda} \gamma_{ds}^2 \cdot \gamma_{t o \frac{1}{2}}^2 = 0,0025$	0,03

TABLEAU IV - 3

Les Figures IV-15, 16, 17, 18 donnent les participations théoriques de chaque niveau $\lambda = 1$ et 2 à la section efficace totale des 4 émissions .

Le désaccord entre la somme des participations théoriques et l'expérience à partir de 1 MeV peut être interprété .

Pour l'émission des α , (Figures IV-15 et 16), la contribution du niveau de 17,55 MeV semble être vérifiée .

Pour les protons et tritons, la majeure partie de ce désaccord traduit l'importance croissante du mécanisme d'interaction directe .

A partir des diverses caractéristiques déterminées, il est possible d'évaluer les dépendances angulaires des 4 émissions et leurs variations respectives avec l'énergie incidente .

Nous donnons à titre d'exemple l'étude concernant l'émission des α_1 . Des études similaires ont été faites pour les 3 autres réactions .

Le calcul est mené à partir d'ondes incidentes de $l = 0$ et 1 . L'évaluation plus complète, à partir de $0 \leq l \leq 3$ ne donne qu'une amélioration négligeable .

Pour les 2 niveaux du ^{11}B supposés isolés, les éléments de matrice réduits relatifs à la transition $(\alpha_1, l', s' | d \ l \ s)$ sont les suivants :

$$\begin{aligned}
 U_{(c'c)}^J &= \left\langle \alpha_1 \ 0 \ \frac{1}{2} \mid U_2^{1-} \mid d \ 0 \ \frac{1}{2} \right\rangle = U_{s=\frac{1}{2}}^{1/2-} \\
 &\left\langle \alpha_1 \ 1 \ \frac{1}{2} \mid U_2^{3+} \mid d \ 1 \ \frac{1}{2} \right\rangle = U_{s=1/2}^{3/2+} \\
 &\left\langle \alpha_1 \ 1 \ \frac{1}{2} \mid U^{3/2+} \mid d \ 1 \ \frac{3}{2} \right\rangle = U_{s=3/2}^{3/2+} \\
 &\left\langle \alpha_1 \ 1 \ \frac{1}{2} \mid U^{3/2+} \mid d \ 1 \ \frac{5}{2} \right\rangle = U_{5/2}^{3/2+}
 \end{aligned}$$

.../...

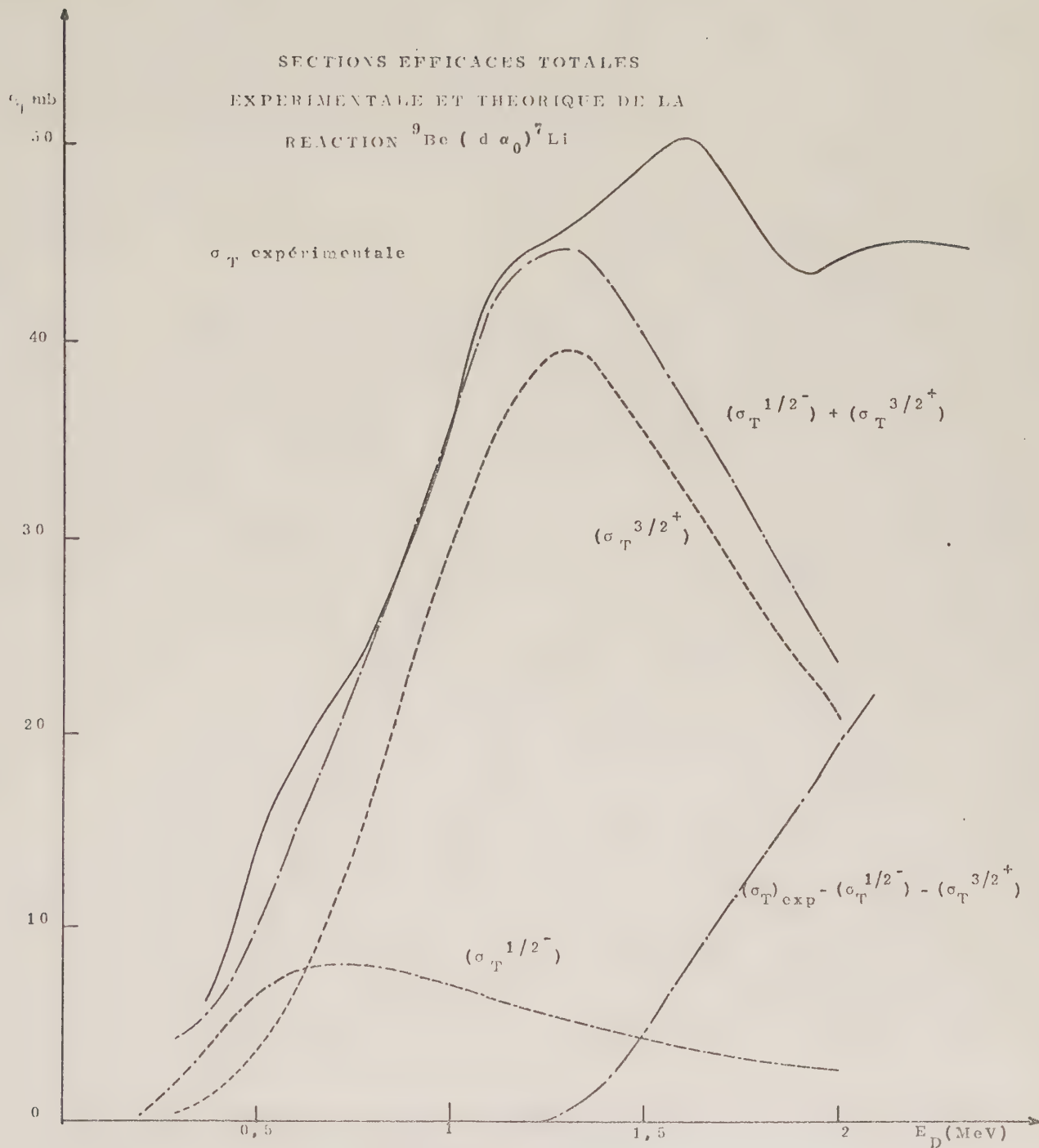


FIGURE IV - 15

SECTIONS EFFICACES TOTALES
 EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DE LA
 REACTION ${}^9\text{Be} (d \alpha_1) {}^7\text{Li}^*$

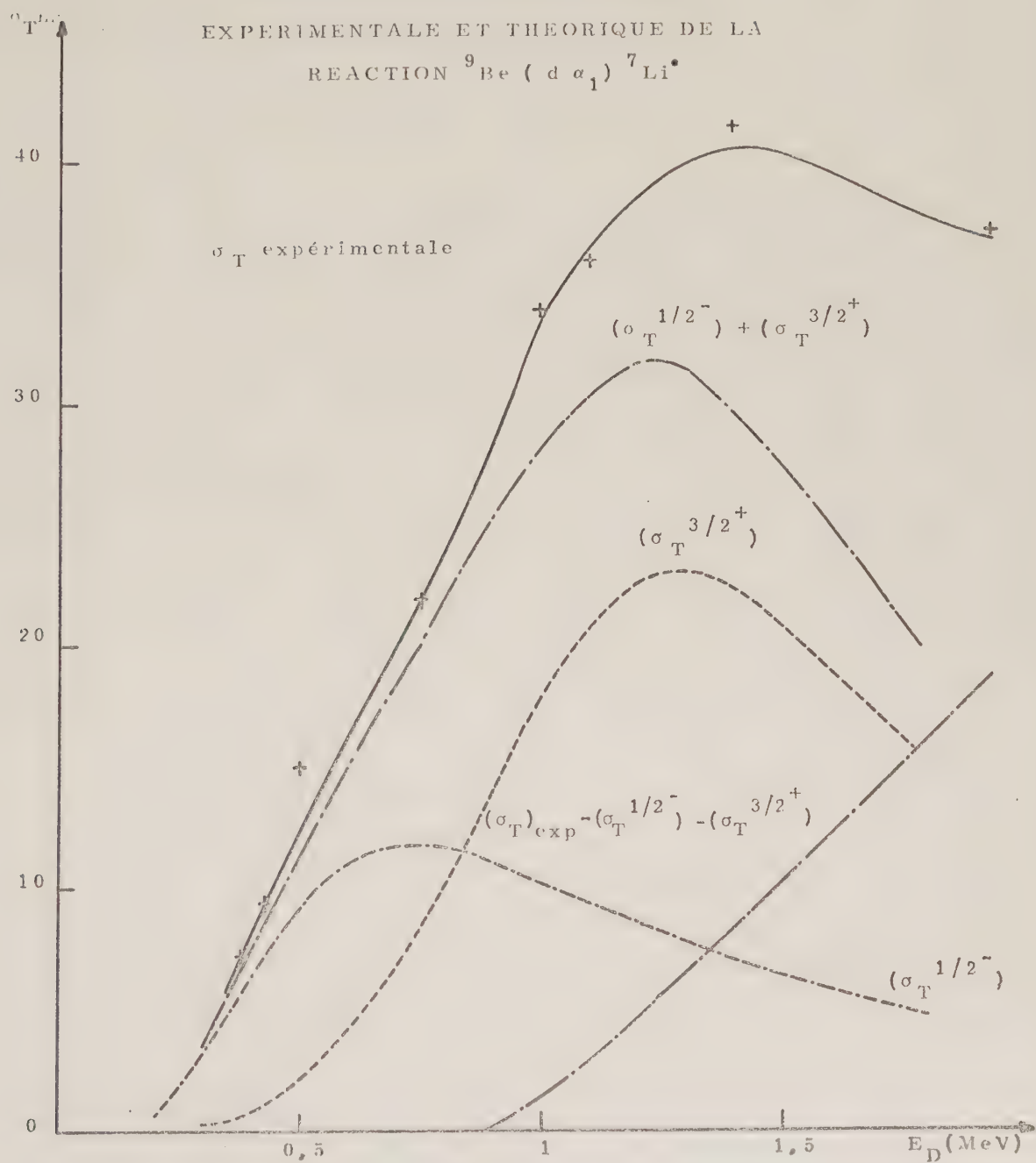


FIGURE IV - 16

SECTIONS EFFICACES TOTALES
EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DE LA
REACTION ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$

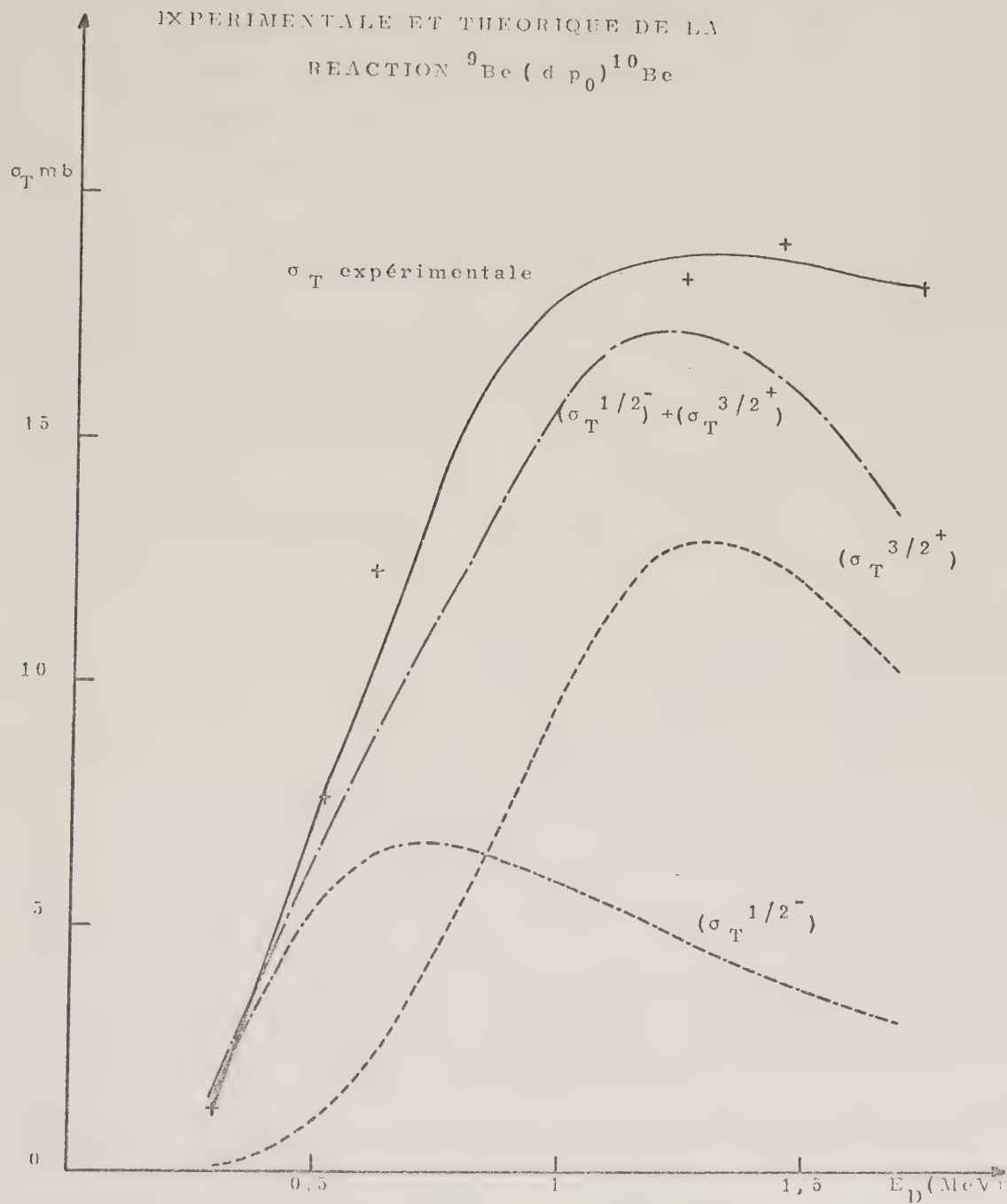


FIGURE IV - 17

SECTIONS EFFICACES TOTALES
EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DE LA
REACTION ${}^9\text{Be} (d t_0) {}^8\text{Be}$

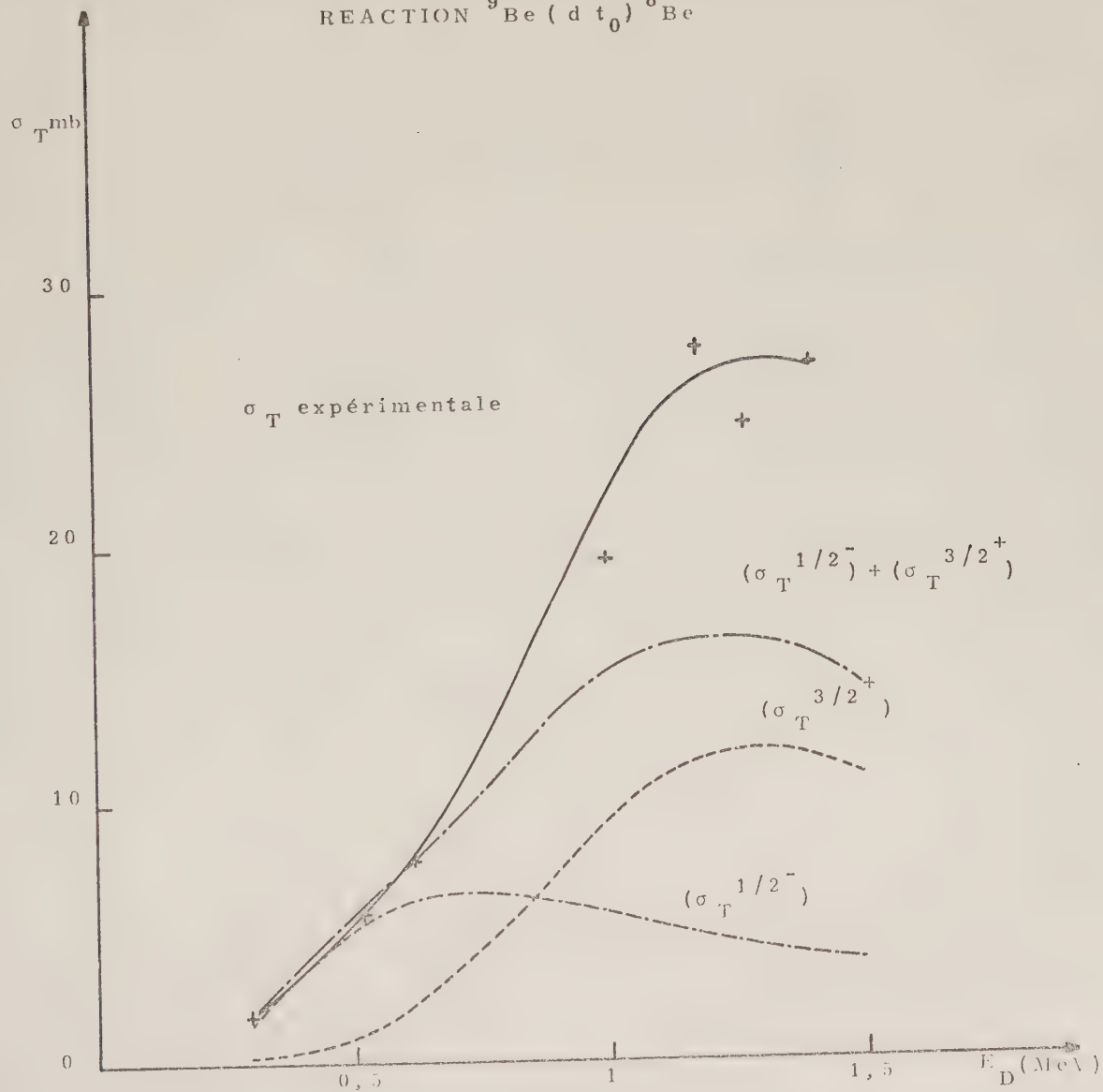


FIGURE IV - 18

Les amplitudes respectives sont évaluées par les formules

IV - 8 - 10 - 11 et à partir de :

$$U_{(c'c)}^J = 2i \frac{[\Gamma_{\lambda(c\ell\lambda)}^J \Gamma_{\lambda(c'\ell'\lambda')}^J]^{\frac{1}{2}}}{\Gamma_{\lambda}^J} \cos \beta_{\lambda}^J \exp[i(\beta_{\lambda}^J + \Omega_{c\ell\lambda}^J + \Omega_{c'\ell'\lambda'}^J)]$$

Chacune d'entre elles est responsable d'une variation angulaire $D(\theta)$.

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_{\lambda(d\ell\lambda)}^J \Gamma_{\lambda(\alpha_1 \ell' \lambda')}^J}{[4(E - E_{\lambda})^2 + \Gamma_{\lambda}^{2J}]} D(\theta)$$

$$D(\theta) = \sum_{\nu=0}^{\nu_{\max}} (-1)^{\lambda-\lambda'} \bar{Z}(\ell^J \ell^J, \lambda \nu) \bar{Z}(\ell'^J \ell'^J, \lambda' \nu) P_{\nu}(\cos \theta)$$

Les dépendances angulaires $D(\theta)$ des 4 amplitudes étant respectivement :

$$U_{1/2}^{1/2^-} \iff 2 P_0$$

$$U_{1/2}^{3/2^+} \iff 4 P_0 + 4 P_2$$

$$U_{3/2}^{3/2^+} \iff 4 P_0 - \frac{16}{5} P_2$$

$$U_{5/2}^{3/2^+} \iff 4 P_0 + \frac{4}{5} P_2$$

.../...

L'expression finale de la distribution angulaire des α_1 est obtenue à partir des formules IV 2.3

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{4\pi 12} & \left[2 P_0 \left[u_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}-} \right]^2 + (4 P_0 + 4 P_2) \left[u_{\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}+} \right]^2 \right. \\ & + (4 P_0 - \frac{16}{5} P_2) \left[u_{\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}+} \right]^2 + (4 P_0 + \frac{4}{5} P_2) \left[u_{\frac{5}{2}}^{\frac{3}{2}+} \right]^2 \\ & \left. + (-8 P_1) \left[u_{\frac{1}{2}}^{*\frac{1}{2}-} u_{\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}} + u_{\frac{1}{2}}^{*\frac{3}{2}+} u_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}-} \right] \right] \end{aligned}$$

Il est alors possible d'évaluer les coefficients théoriques B_v des polynômes de Legendre :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{12} \sum_v \frac{B_v}{4} P_v(\cos\theta).$$

$$\frac{B_1}{4} = -16 \frac{\left[\Gamma_{d0\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}-} \Gamma_{\alpha,0\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{d1\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{\alpha,1\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}-} \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\Gamma_{\frac{1}{2}-}^{\frac{1}{2}-} \Gamma_{\frac{3}{2}+}^{\frac{3}{2}+} \right]} \cos\beta^{\frac{1}{2}-} \cos\beta^{\frac{3}{2}-} \cos(\phi^{\frac{1}{2}-} - \phi^{\frac{3}{2}+})$$

$$\frac{B_2}{4} = 4 \frac{\Gamma_{d1\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{\alpha,0\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}+}}{\left[\Gamma_{\frac{3}{2}+}^{\frac{3}{2}+} \right]^2} \cos^2\beta^{\frac{3}{2}+} - \frac{16}{5} \frac{\Gamma_{d1\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{\alpha,0\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}+}}{\left[\Gamma_{\frac{3}{2}+}^{\frac{3}{2}+} \right]^2} \cos^2\beta^{\frac{3}{2}+}$$

$$+ \frac{4}{5} \frac{\left[\Gamma_{d1\frac{5}{2}}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{\alpha,0\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}+} \right]}{\left[\Gamma_{\frac{3}{2}+}^{\frac{3}{2}+} \right]^2} \cos^2\beta^{\frac{3}{2}+}$$

avec :

.../...

$$\begin{aligned}
 (\phi^{\frac{1}{2}-} - \phi^{\frac{3}{2}+}) &= (\beta^{\frac{1}{2}-} - \beta^{\frac{3}{2}+} + \Omega_{d0}^{\frac{1}{2}-} + \Omega_{\alpha_1 0}^{\frac{1}{2}-} - \Omega_{d1}^{\frac{3}{2}+} - \Omega_{\alpha_1 1}^{\frac{3}{2}+}) \\
 &= (\beta^{\frac{1}{2}-} - \beta^{\frac{3}{2}+} - \arctg \frac{F_{d0}}{G_{d0}} - \arctg \frac{F_{\alpha_1 0}}{G_{\alpha_1 0}} \\
 &\quad - \arctg \eta + \arctg \frac{F_{d1}}{G_{d1}} - \arctg \eta' + \arctg \frac{F_{\alpha_1 1}}{G_{\alpha_1 1}})
 \end{aligned}$$

$$\text{et } \beta_{\lambda} = \arctg \frac{2(E - E_{\lambda})}{\Gamma_{\lambda}}$$

Comme nous l'avons énoncé précédemment :

$$\Gamma_{d1}^{\frac{3}{2}+} = \sum_{\lambda} \Gamma_{d1\lambda}^{\frac{3}{2}+} = \Gamma_{d1} \left[\gamma_{d1}^{\frac{3}{2}+} \right]^2 \sum_{\lambda=\frac{1}{2}}^{\frac{5}{2}} x_{\lambda}^2 \quad \text{avec } \sum_{\lambda} x_{\lambda}^2 = 1$$

Le meilleur accord avec l'expérience est obtenu pour des valeurs de x indépendantes de l'énergie et des voies de sortie, nous permettant de conclure que les 2 niveaux du ^{11}B retenus ainsi que leurs propriétés quantitatives rendent compte des valeurs expérimentales.

Cet accord est obtenu en considérant le niveau de 16,7 MeV de spin $3/2^{+}$ formé de façon prédominante par la voie d'entrée de spin $1/2$.

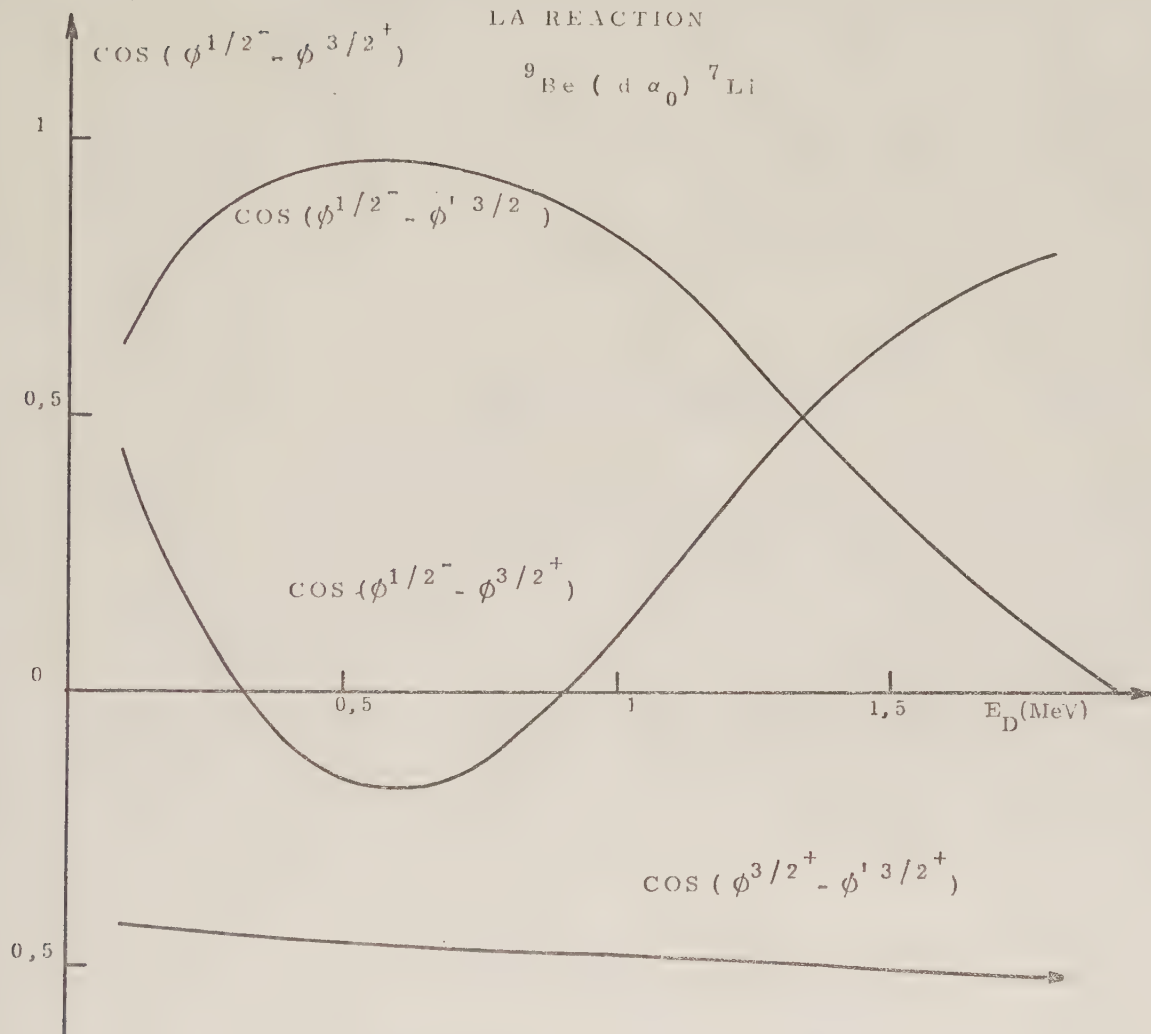
Les courbes (Figures IV-19, 20, 21, 22) donnent la variation des facteurs de déphasage $\cos(\phi^{1/2-} - \phi^{3/2+})$ en fonction de l'énergie incidente pour les 4 réactions étudiées.

Pour les 3 émissions, n'impliquant qu'un ℓ de sortie possible, ces courbes s'annulent ou deviennent négligeables à l'énergie résonante, en accord avec la théorie.

DIFFERENCES DE PHASE RELATIVES

AUX NIVEAUX $1/2^-$ $3/2^+$ POUR

LA REACTION



N. B. : $\phi^{3/2^+}$ et $\phi'^{3/2^+}$ sont les facteurs de phase des 2 voies de sortie $\ell' = 1$ et $\ell' = 3$ pour le niveau $3/2^+$

FIGURE IV-19

FACTEUR DE DEPHASAGE RELATIF

AUX NIVEAUX $\lambda=1$ ET $\lambda=2$

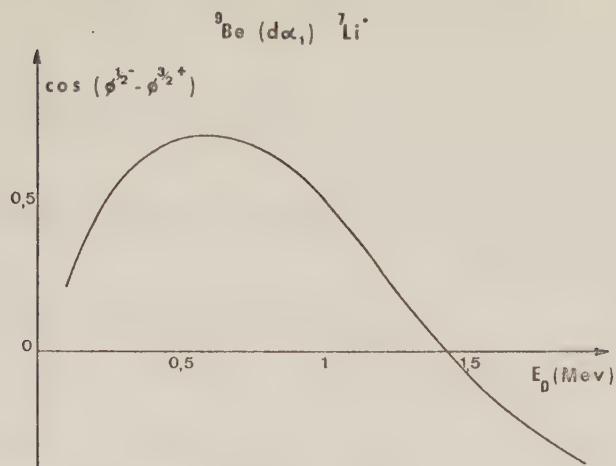


FIGURE IV - 20

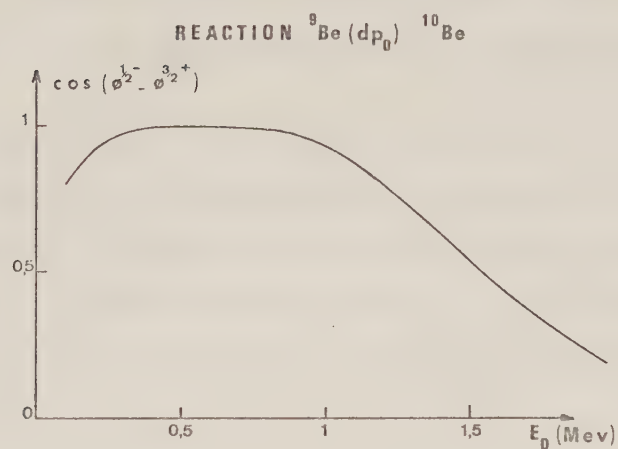


FIGURE IV. 21

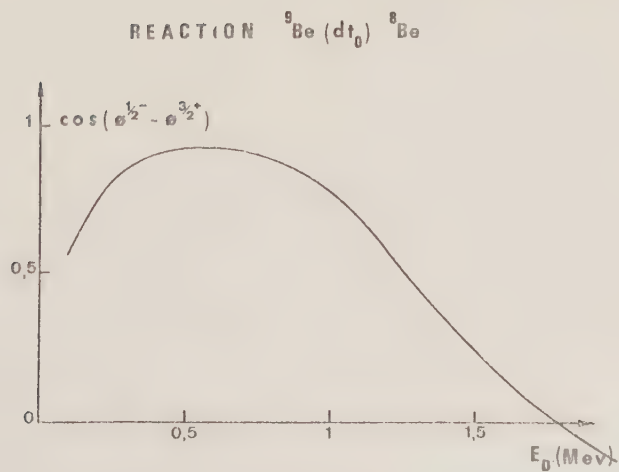


FIGURE IV. 22

Les courbes (Figures IV - 23, 24, 25, 26) montrent l'accord des B_1 et B_2 avec les A_1 et A_2 expérimentaux .

- pour l'émission des α_1 avec $x_{d_1 1/2} = 1$ jusqu'à 1,6 MeV
- pour l'émission des α_0 avec $x_{d_1 1/2} = 1$ jusqu'à 1,6 MeV
- pour l'émission des p_0 avec $x_{d_1 1/2} = 1$ jusqu'à 0,6 MeV
- pour l'émission des t_0 avec $x_{d_1 1/2} = 1$ jusqu'à 0,350 MeV

Nous notons le désaccord des termes B_2 et A_2 relatifs aux tritons t_0 , ce qui était prévu dès l'élimination d'un 3ème niveau .

Les résultats théoriques ainsi calculés rendent convenablement compte des valeurs des paramètres angulaires dans un domaine d'énergie assez étendu . A 200 keV l'accord est moins bon . Il est difficile de dégager la signification de cet écart . Il peut être causé par les divers ajustements des courbes d'excitation données par des laboratoires différents .

.../...

REACTION ${}^9\text{Be} (d\alpha_0) {}^7\text{Li}$

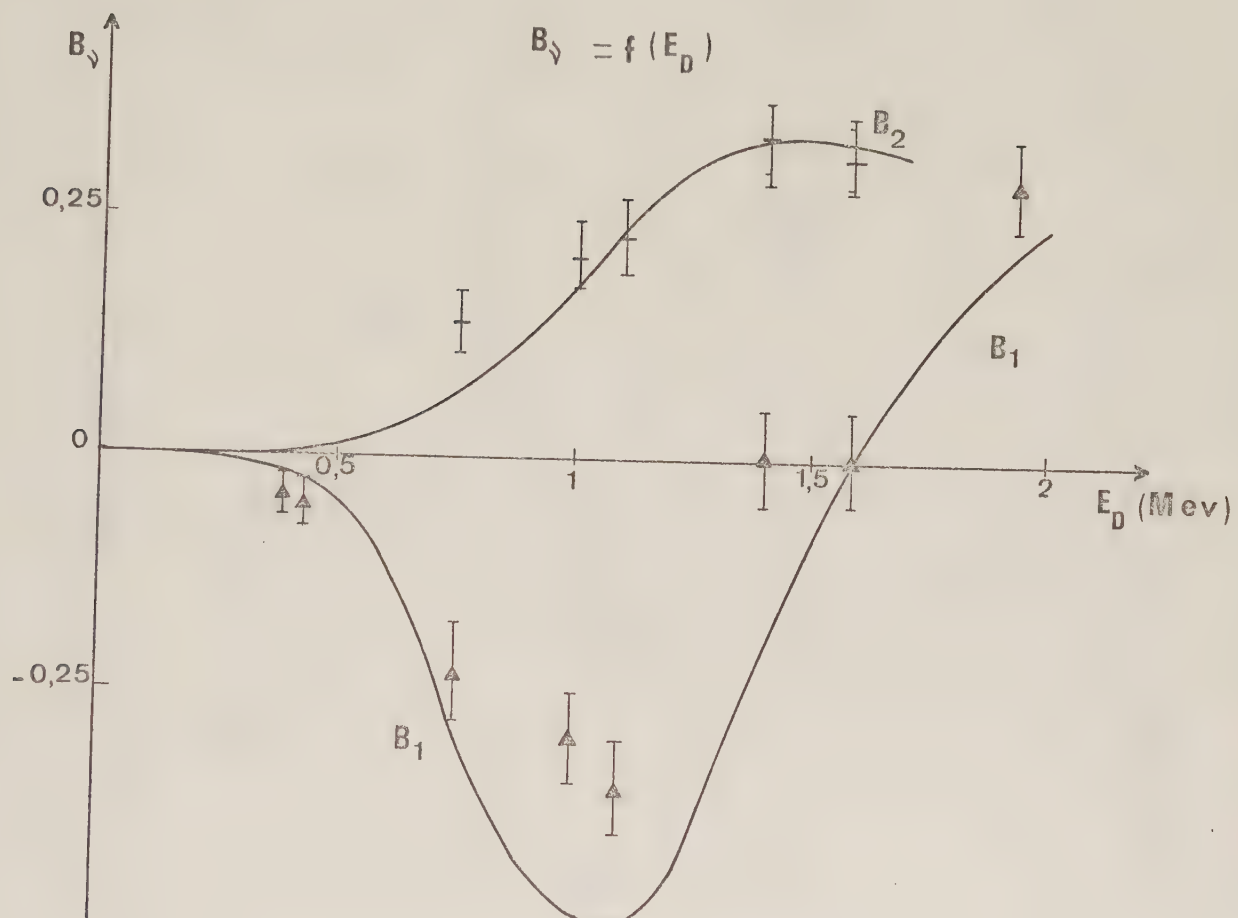


FIGURE IV - 23

REACTION ${}^9\text{Be} (d\alpha_1) {}^7\text{Li}^*$

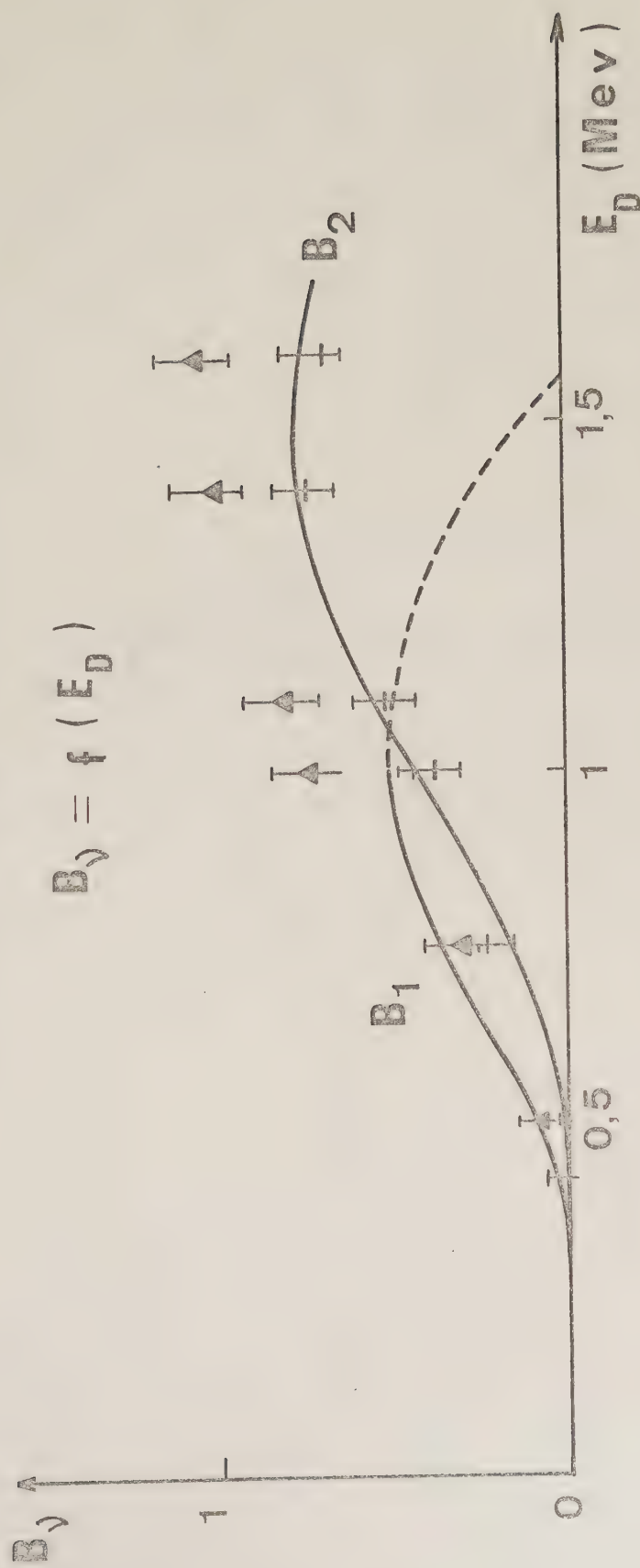


FIGURE IV - 24

REACTION ${}^9\text{Be}(dp_0)$ ${}^{10}\text{Be}$

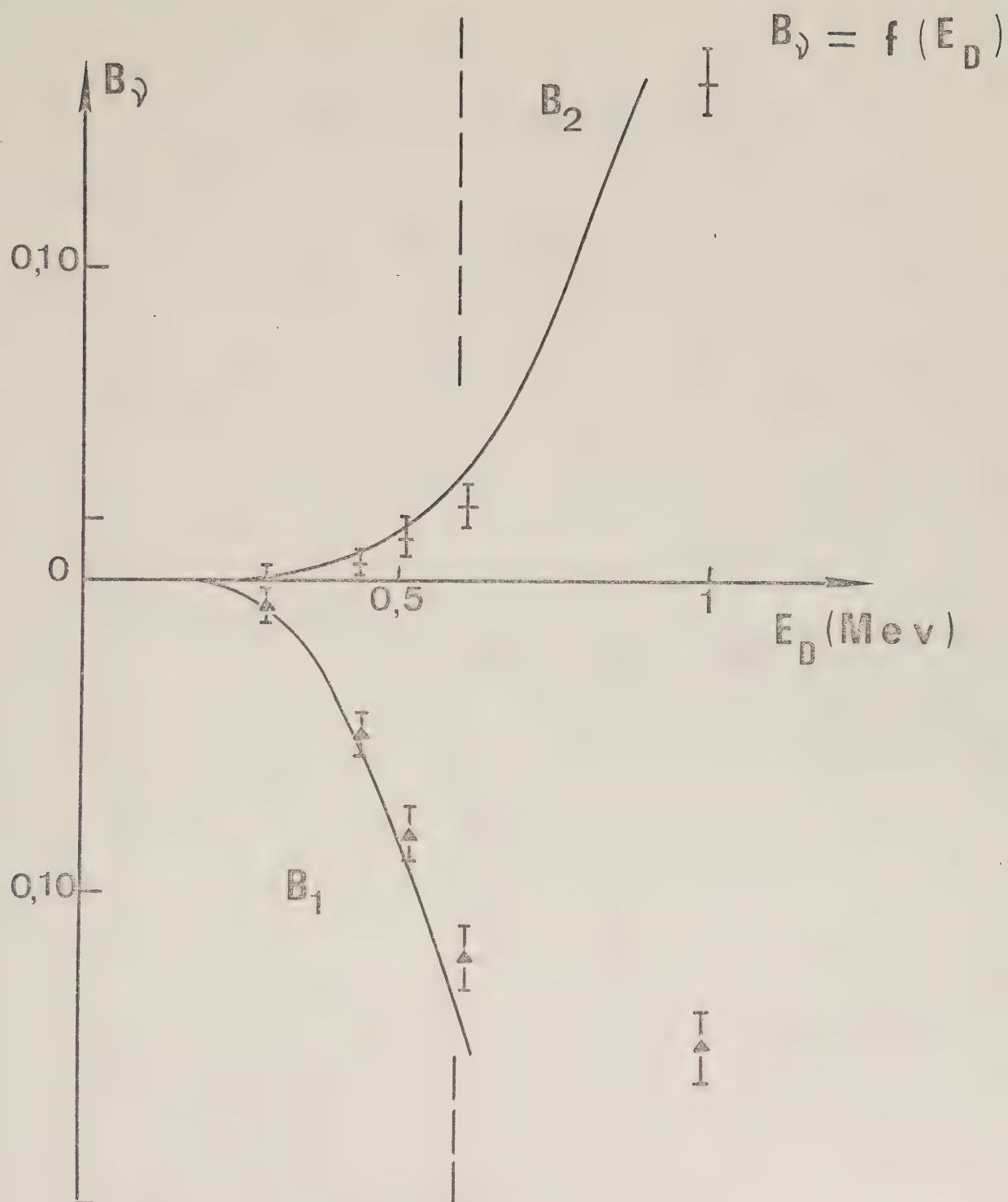


FIGURE IV 25

REACTION ${}^9\text{Be}(\text{dt}_0)$

$$B_\gamma = f(E_D)$$

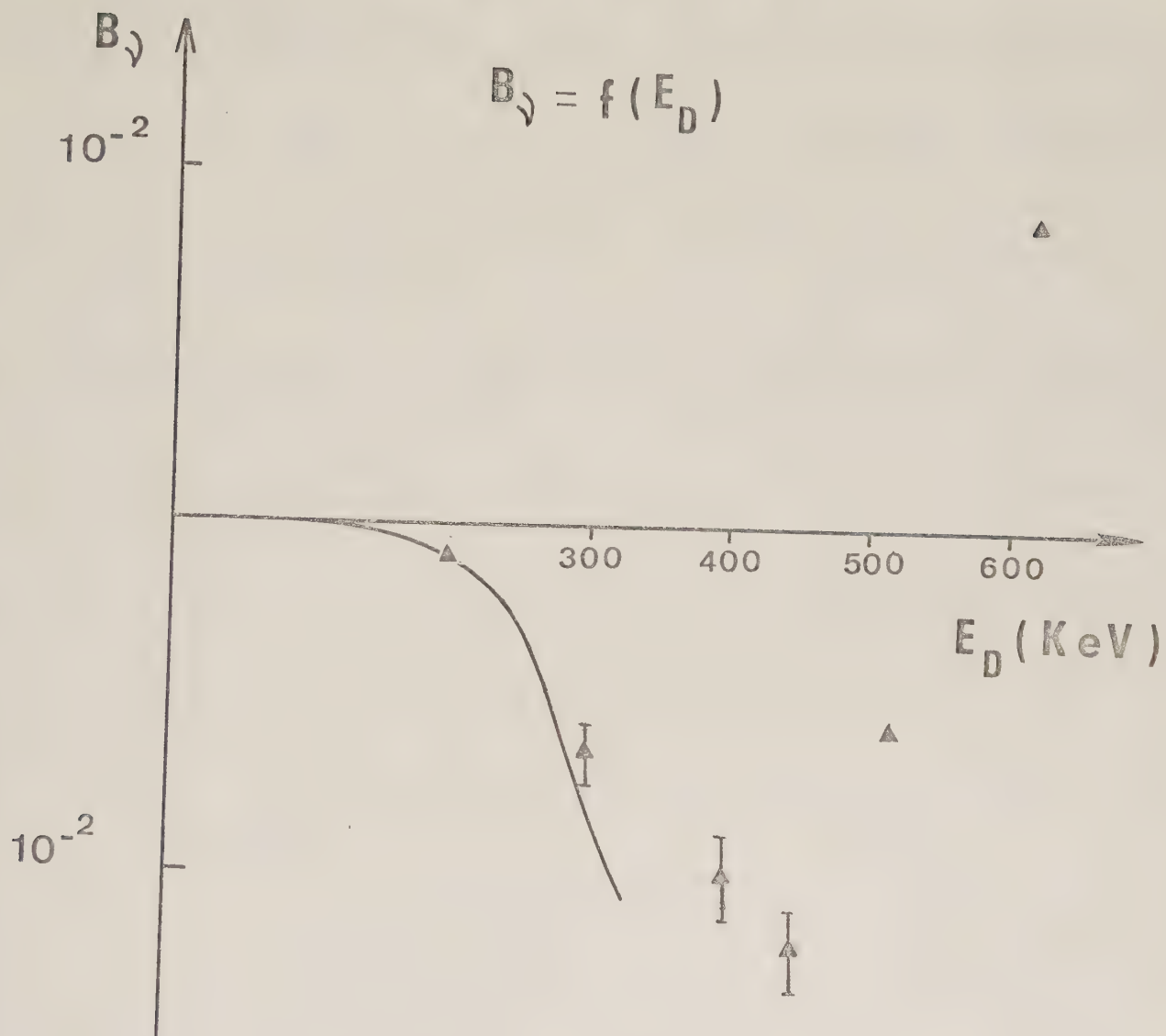


FIGURE IV - 26

Nous donnons ci-dessous les résultats expérimentaux et théoriques
obtenus à 200 keV :

Emission	σ_T	σ_T	(σ_T)	(σ_T)	B_1	B_1	B_2	B_2
	barns	barns	(σ_T)	(σ_T)				
	théorie	expéri	théor.	expéri	théorie	expéri	théorie	expéri
α_0	447,93	360^{+180}	1	1	$-11,710^{-4}$	$-8,1510^{-4}$	$+0,5510^{-4}$	$+1,7510^{-4}$
α_1	594,90	550^{+270}	1,32	$1,56^{+0,30}$	$+8,610^{-4}$	$+3,7910^{-4}$	$+1,5710^{-4}$	$+0,2910^{-4}$
p_0	332,65	220^{+110}	0,74	$0,61^{+0,12}$	$-9,3010^{-4}$	$-15,6510^{-4}$	$+0,7710^{-4}$	$+2,1210^{-4}$
t_0	272,11	230^{+115}	0,61	$0,64^{+0,12}$	$-7,010^{-4}$	$-8,9610^{-4}$	$+0,7910^{-4}$	$-3,8410^{-4}$

TABLEAU IV - 4

Les valeurs des B_1 et B_2 expérimentaux ont été évaluées à partir
du B_0 théorique :

$$\frac{A_{\gamma}}{A_0} = \frac{B_{\gamma}}{B_0}$$

..../....

Conclusion :

Cet ensemble de propriétés des 2 niveaux du $^{11}\text{B}^*$ envisagés rend bien compte des sections efficaces totales .

Un argument supplémentaire à la validité des spins $1/2^-$ et $3/2^+$ de l'état composé est apporté par le fait qu'aucune amélioration sensible n'est notée en prolongeant ces calculs jusqu'à des ondes incidentes de $\ell = 3$.

En effet, les résultats obtenus mentionnent que la presque totalité de la réaction $^9\text{Be} + d$ est produite à partir de la voie de spin $1/2$.

Or il est impossible de former à partir d'un tel spin, un état composé de spin $1/2^-$ à partir d'onde de $\ell = 2$ ou de spin $3/2^+$ à partir d'onde de $\ell = 3$.

Le seul point contestable est la présence d'un terme de degré 3 dans les distributions angulaires des α_1 dont il est impossible de rendre compte avec les spins $1/2^-$, $3/2^+$. Ce terme étant négligeable pour les α_0 , cette restriction peut être négligée .

IV - PREMIERE CONCLUSION -

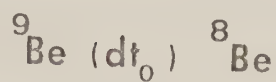
Mécanisme des réactions $^9\text{Be}(d p_o)^{10}\text{Be}$ et $^9\text{Be}(d t_o)^8\text{Be}$:

Il est possible de rendre compte des résultats expérimentaux concernant l'émission des protons p_o à 200 keV par un mécanisme de noyau composé pratiquement pur .

Il n'en est pas de même de la réaction $^9\text{Be}(d t_o)^8\text{Be}$ qui à partir de tels niveaux du ^{11}B ne peut être résonante qu'à 84% environ .

Un tel écart est évalué en adaptant au mieux et dans la limite des erreurs statistiques, les courbes théoriques obtenues et les courbes expérimentales de dépendance angulaire (Figure IV-27) en valeurs absolues .

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES EXPERIMENTALE & THEORIQUE



$$E_D = 200 \text{ Kev}$$

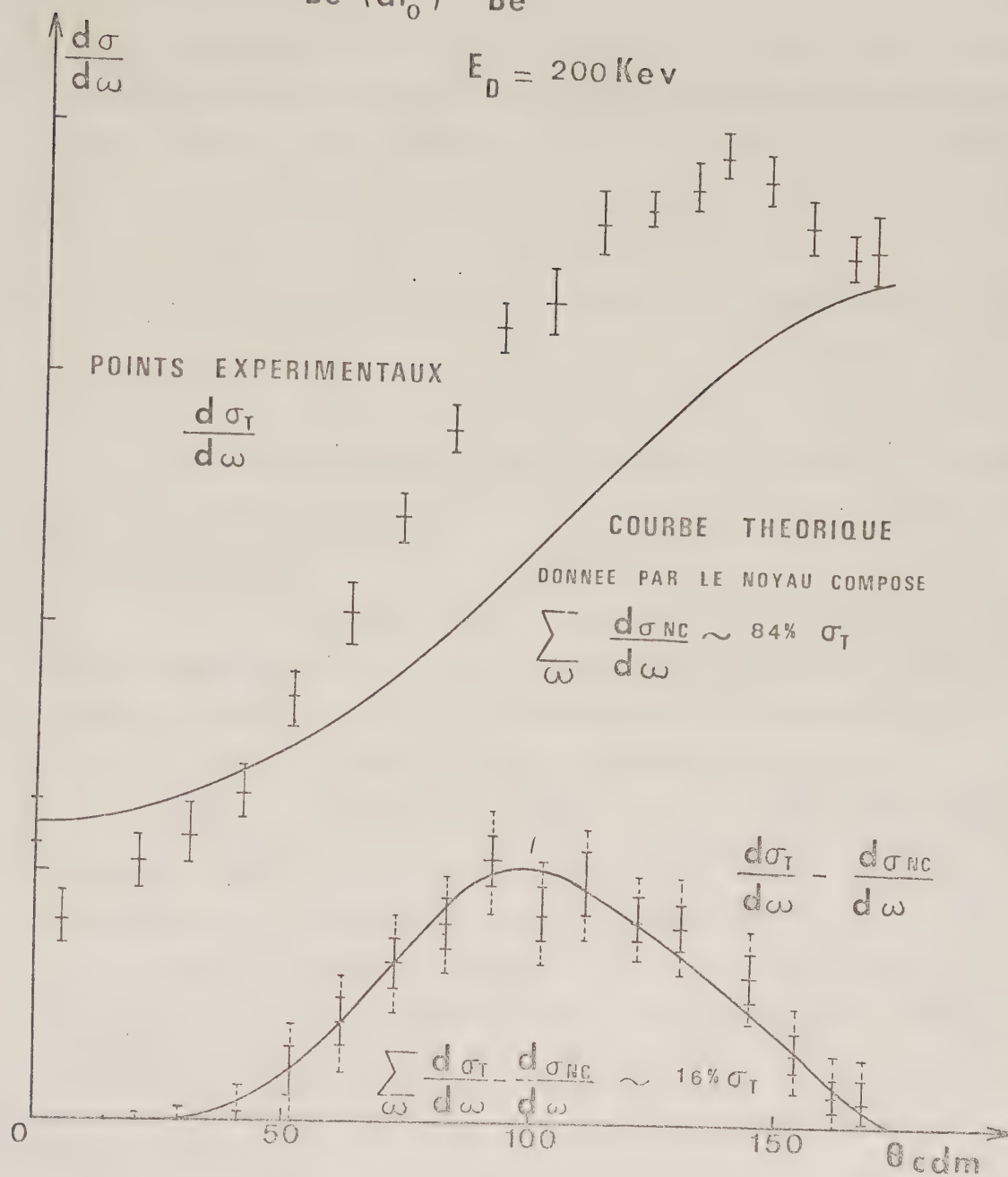


FIGURE IV - 27

Deux possibilités sont envisagées :

- la contribution d'un 3ème niveau .
- une part de mécanisme d'interaction directe .

1ère Possibilité .

Un niveau $\lambda = 0$ de 15,12 MeV du $^{11}\text{B}^*$ peut, s'il est de parité paire, tout en ayant une contribution négligeable à la production des tritons (puisque formé à partir d'ondes de $\ell = 1$), avoir une influence sur le signe du coefficient B_2 de la dépendance angulaire .

La variation du terme $\frac{A_2}{A_0}$ (Figure IV-6) peut être favorable à cette hypothèse .

Les conclusions précédentes donnant le niveau $3/2^+$ formé en majeure partie à partir de la voie $^9\text{Be} + d$ de spin $1/2$, rendent difficile de retenir le spin $5/2^+$ pour le niveau $\lambda = 0$.

Un tel état composé ne pouvant être formé à partir de cette voie, n'interfère pas avec le niveau $\lambda = 2$. Donc sa contribution aux termes B_2 relatifs aux p_0 et t_0 n'entraînerait aucune amélioration, puisque son apport serait de même signe dans les deux cas .

Nous ne pouvons donc retenir pour ce niveau que des spins capables d'interférer avec le niveau de spin $3/2^+$ dans la voie incidente de spin $1/2$. Ceci peut être le cas de niveaux de spin $1/2^+$ ou $3/2^+$.

Nous pouvons envisager à titre d'exemple l'éventualité d'un spin $1/2^+$. Ce choix est guidé par les résultats obtenus à 200 keV dans le cas des 3 niveaux résonants $\lambda = 1, 2$ et 3 .

.../...

Les niveaux $\lambda = 0$ et 3 sont en effet équidistants de cette énergie et de largeurs similaires : certains auteurs donnent $\Gamma_0 = 0,750$ MeV .

A partir d'un tel niveau, notre méthode d'investigation est simple : il suffit de trouver des valeurs pour ses largeurs réduites (relatives à la voie incidente de spin 1/2) cohérentes en signe et en grandeur avec les B_1 et B_2 donc avec la participation des autres niveaux .

De telles caractéristiques du niveau $\Gamma = 0$ sont jugées possibles si elles sont vérifiées pour les 4 émissions .

Une telle évaluation a montré une participation :

- négligeable à la dépendance angulaire de α_1 et p_0 .
- bonne pour celle des α_0 .
- incertaine pour les tritons .

Emission	B_1	B_1	B_2	B_2
	théorique	expérimental	théorique	expérimental
α_0	$-10,74 \cdot 10^{-4}$	$-8,15 \cdot 10^{-4}$	$+2 \cdot 10^{-4}$	$+1,75 \cdot 10^{-4}$
t_0	$-3,0 \cdot 10^{-4}$	$-8,96 \cdot 10^{-4}$	$-0,80 \cdot 10^{-4}$	$-3,84 \cdot 10^{-4}$

TABLEAU IV - 5

Dans l'impossibilité d'approfondir les caractéristiques du niveau $\lambda = 0$ par d'autres réactions résonantes (non publiées à notre connaissance), nous devons envisager la seconde éventualité .

.../...

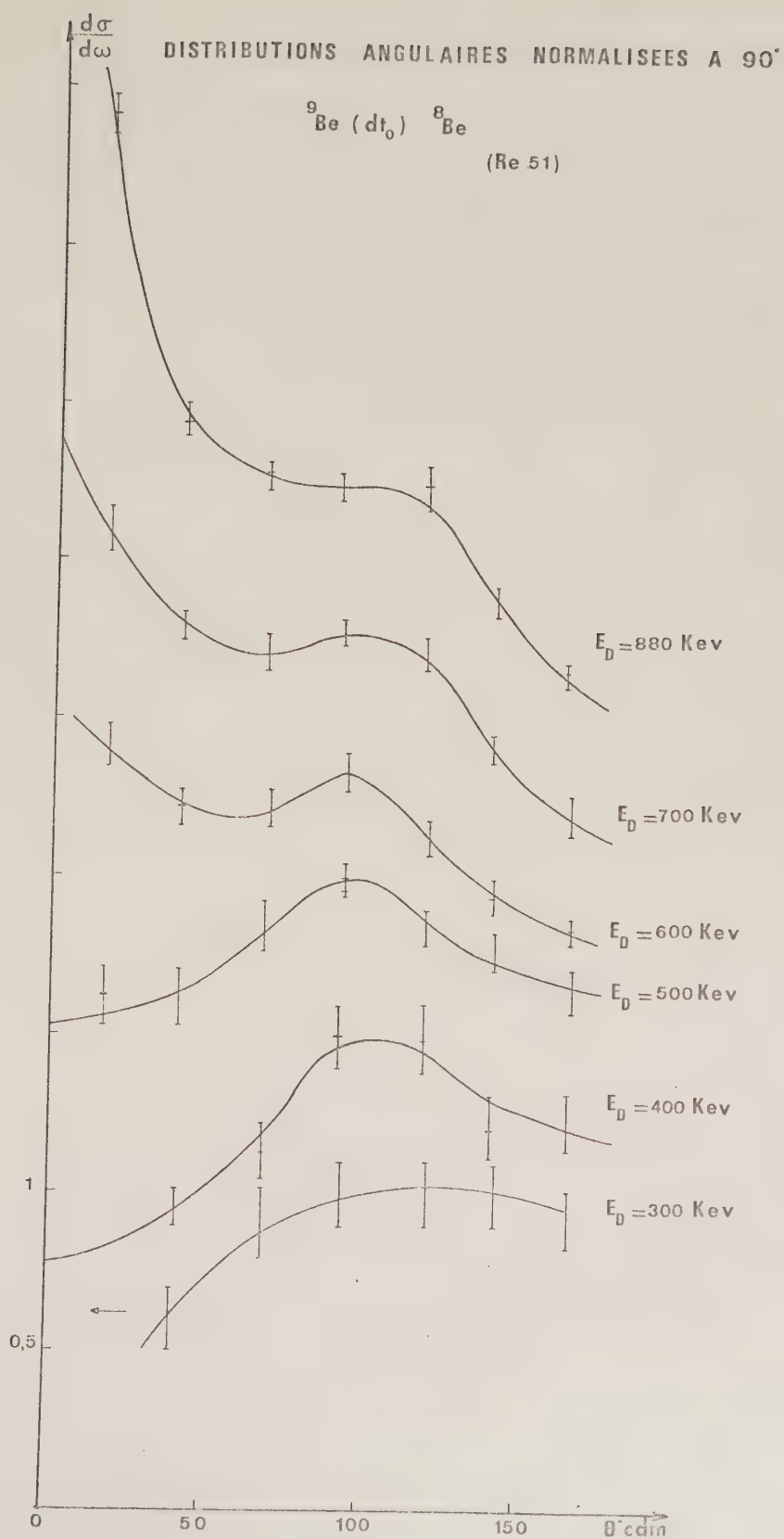


FIGURE IV - 28

Seconde Possibilité .

La distribution angulaire expérimentale des tritons t_0 à 200 keV, peut être la somme de la dépendance angulaire théorique donnée par les 2 niveaux du ^{11}B de spin $1/2^-$ et $3/2^+$ et d'une dépendance avec un maximum vers 100° qui peut être considérée comme une participation d'interaction directe évaluée à environ 16% .

Les ordres de grandeur des participations de ces 2 mécanismes sont tels que la part de leur interférence reste infime .

La présence de ce sommet à 100° se retrouve à énergie supérieure de 0,4 à 1 MeV, avec pratiquement conservation de sa position angulaire (Figure IV-28) . Ce maximum apparaît pourtant avant celui nettement piqué vers l'avant qui ne devient sensible qu'à 0,6 MeV (Re 51) .

Cet ensemble peut bien relever d'un mécanisme d'interaction directe . En effet, des résultats similaires ont été obtenus pour la réaction $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$ (Si 65) de 1,1 à 2,8 MeV . Sur une telle gamme d'énergie, non seulement la formation de noyau composé est négligeable, mais encore les résultats donnés par la théorie du DWBA (Figure IV-29) sont en accord avec l'expérience .

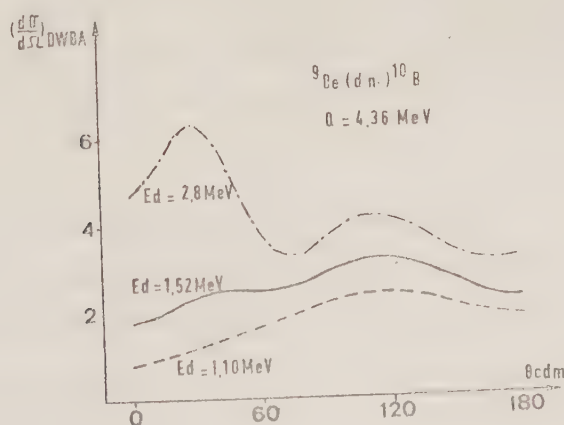


FIGURE IV 29

En résumé, la participation d'un niveau $1/2^+$ d'énergie 15,12 MeV et de largeur = 0,750 MeV ne peut être exclue, du fait en particulier de l'amélioration importante qu'il apporte aux résultats relatifs à la réaction ${}^9\text{Be} (d \alpha_0) {}^7\text{Li}$.

Enfin, les deux niveaux $1/2^-$ ($E = 15,80$ MeV ; $\Gamma = 0,84$ MeV) $3/2^+$ ($E = 16,70$ MeV ; $\Gamma = 1$ MeV) expliquent les distributions angulaires en valeur absolue des émissions α_0 , α_1 , p_0 et pour une large part t_0 .

La contribution du mécanisme d'interaction directe (stripping) à la réaction ${}^9\text{Be} (d p_0) {}^{10}\text{Be}$ est donc certainement très faible.

Elle peut ne pas être négligeable en ce qui concerne la réaction ${}^9\text{Be} (d t_0) {}^8\text{Be}$.

V - SECONDE CONCLUSION -

Mécanisme de la réaction ${}^9\text{Be} (d p_1) {}^{10}\text{Be}^*$

Nous avons mis en évidence, dans le chapitre III, une nette contribution du mécanisme de stripping.

Son ordre de grandeur n'a pu être défini, les valeurs théoriques du facteur spectroscopique et des largeurs réduites de BUTLER ne sont pas suffisamment connues.

Nous avons procédé différemment : A partir des résultats obtenus sur les niveaux composés du ${}^{11}\text{B}$, il est en effet possible de déterminer la distribution angulaire théorique donnée par un mécanisme résonant pour l'émission des protons p_1 .

.../...

Les spins et parités des 2 niveaux composés impliquent les moments angulaires orbitaux donnés ci-dessous :

:	:	d + ^9Be	:	$p_1 + ^{10}\text{Be}$
:	VOIE	:	:	:
:	:	$1^+ \quad 3/2^-$	:	$1/2^+ \quad 2^+$
:	:	:	:	:
:	Spin de la voie	$1/2 \quad 3/2 \quad 5/2$	:	$3/2 \quad 5/2$
:	:	:	:	:
:	J^π	ℓ	:	ℓ'
:	:	:	:	:
:	$1/2^-$	0 - -	:	1 3
:	:	:	:	:
:	$3/2^+$	1 1 1	:	0, 2 2, 4
:	:	:	:	:

- TABLEAU IV - 6

La contribution des ondes de sortie de $\ell = 3$ et 4 est négligeable. Il est possible de négliger en première approximation les ondes de $\ell = 2$ de pénétrabilité très faible, (Figure IV-30) , certainement dans la voie d'entrée et avec une erreur très faible, dans la voie de sortie .

.../...

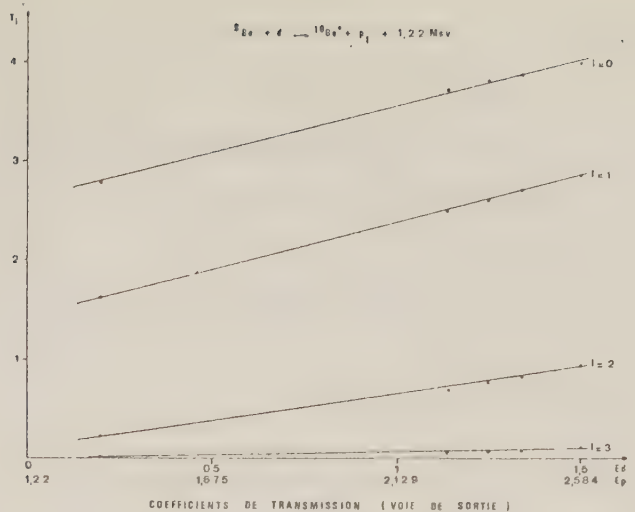


FIGURE II 30

La section efficace différentielle théorique est ainsi la suivant

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = C^{te} \left(1 + \frac{B_1}{B_0} P_1(\cos \theta) \right)$$

$\frac{B_1}{B_0}$ est exprimable en fonction de 2 grandeurs non déterminées dont nous ne connaissons que les limites :

$$\gamma_{d \ 1/2 \ 0}^2 \quad \gamma_{p_1 \ 3/2 \ 1}^2 \leq 0,0542 \text{ Mev}^2$$

$$\sum_s \gamma_{d \ s \ 1}^2 \quad \gamma_{p_1 \ 3/2 \ 0}^2 \leq 0,163 \text{ Mev}^2$$

Sans tenir compte de l'interférence des 2 mécanismes, nous avons :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{exp}} = N \left(1 + \frac{B_1}{B_0} P_1(\cos \theta) \right)_{\text{NC}} + D \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{ID}}$$

.../...

$\left(\frac{d \sigma}{d \omega} \right)_{ID}$ étant la section efficace donnée par les meilleurs modèles de l'interaction directe et décomposée en Polynômes de Legendre .

Ces 3 sections efficaces sont normalisées de la même façon .

Les coefficients N et D chiffrent la part des mécanismes de noyau composé et d'interaction directe .

Cette évaluation est menée à partir des 2 dépendances angulaire évaluées par PWBA et de celle évaluée par DWBA II .

Les résultats sont les suivants :

Modèle	PWBA I	PWBA II	DWBA II
N %	96,8 %	72,87 %	66,76 %
D %	3,14 %	27,13 %	33,24 %
B_1/B_0	- 0,399	- 0,526	- 0,573

TABLEAU IV - 7

.../...

Le meilleur accord " expérience - théorie " est obtenu pour deux valeurs acceptables des largeurs réduites partielles :

$$\gamma_{d \ 1/2}^2 \cdot \gamma_{p_1 \ 3/2}^2 = 0,0125 \text{ Mev}^2$$

$$\sum_s \gamma_{d \ s}^2 \cdot \gamma_{p_1 \ 3/2}^2 = 0,027 \text{ Mev}^2$$

cohérentes avec l'évaluation expérimentale de la section efficace totale .

Elles donnent :

$$\frac{B_1}{B_0} = -0,34 \qquad N = 89\% \qquad D = 11\%$$

Vu la faible proportion d'interaction directe, l'interférence des mécanismes est négligeable : ce calcul acceptable .

Ceci est la conclusion principale puisqu'elle chiffre la part de ces mécanismes .

Elle est cohérente :

- non seulement avec les caractéristiques des niveaux du ^{11}B précédemment déterminées
- mais aussi avec les conclusions de mécanisme de noyau composé prédominant pour l'émission des p_0 .

.../...

Une conclusion secondaire tient lieu de vérification de la cohérence des résultats .

A partir des valeurs obtenues pour les largeurs réduites partielles, la section efficace absolue de l'émission de protons p_1 par réaction résonante est la suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_N = 355,62 \mu \text{ barns}$$

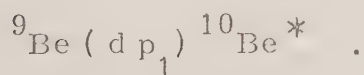
La section efficace totale d'émission p_1 est donc :

$$\left(\sigma_T \right)_{p_1} = 399,57 \mu \text{ barns}$$

Si nous comparons cette section efficace à celle obtenue pour les protons p_0 à partir de l'expérience et de la théorie du noyau composé, nous obtenons par comparaison avec les résultats purement expérimentaux du chapitre II, la vérification de l'ensemble de l'étude de la réaction ${}^9\text{Be} + d$

$\frac{(\sigma_T)_{p_1}}{(\sigma_T)_{p_0}} = 1,201$ théorie	$\frac{(\sigma_T)_{p_1}}{(\sigma_T)_{p_0}} = 1,246 \pm 0,14$ expérience
--	--

donc, nous rendons compte aussi de la section efficace absolue de la réaction



- CONCLUSION -

Aux énergies incidentes de 120, 150 et 200 keV, nous avons établi les distributions angulaires des produits chargés de la réaction $^9\text{Be} + d$.

Dans le but d'approfondir le mécanisme de telles réactions, nous avons rassemblé et normalisé les résultats expérimentaux précédemment publiés de façon à connaître l'évolution des dépendances angulaires des particules émises, pour la gamme d'énergie incidente de 0, 120 à 1,8 MeV.

Ces limites ont été choisies de façon à englober et dépasser la barrière coulombienne de 1,2 MeV.

Dans un premier stade, nous avons tenté d'interpréter les données expérimentales des réactions $^9\text{Be} (d p_0) ^{10}\text{Be} - ^9\text{Be} (d p_1) ^{10}\text{Be}^*$ et $^9\text{Be} (d t) ^8\text{Be}$ dans le cadre d'un mécanisme d'interaction directe.

L'importance relative des distorsions nucléaires et coulombiennes a pu être approfondie dans les voies d'entrée et de sortie.

Dans une seconde approche, l'hypothèse du noyau composé a été retenue.

L'étude de la variation des coefficients des décompositions en polynômes de Legendre nous a conduits à conclure à la présence de 4 états résonants du ^{11}B .

Les résultats de notre étude montrent que même dans les conditions favorables, le stripping, le pick-up du deutéron de faible énergie au voisinage des noyaux légers et évidemment le stripping du noyau-cible sont pratiquement inexistants .

Il n'en est pas moins vrai que le stripping du deutéron est légèrement favorisé lorsque le moment de transfert est faible .

Nous tenons à préciser que, bien que notre cas soit complexe, la théorie de BUTLER, bien souvent critiquée, donne d'excellents résultats .

Effectivement, malgré ses paramètres ajustables et sa tentative de traduire au mieux les fonctions d'ondes réelles, le DWBA ne nous a donné que des résultats compétitifs du PWBA .

Le mécanisme de noyau composé est responsable des émissions des :

- protons p_0
- tritons t_0 dans sa presque totalité
- protons p_1 à 11⁰/o près .

Ces émissions relèvent de la décomposition des états du ^{11}B dont les caractéristiques :

$E = 15,80 \text{ MeV}$	$\Gamma = 0,840 \text{ MeV}$	de spin $1/2^-$
$E = 16,7 \text{ MeV}$	$\Gamma = 1,060 \text{ MeV}$	de spin $3/2^+$

et moins catégoriquement :

$E = 15,12 \text{ MeV}$	$\Gamma = 0,750 \text{ MeV}$	de spin $1/2^+$
-------------------------	------------------------------	-----------------

ont été déterminées à partir des réactions résonantes $^9\text{Be} (d \alpha_0) ^7\text{Li}$ et

$^9\text{Be} (d \alpha_1) ^7\text{Li}^*$

- BIBLIOGRAPHIE -

(Aj 68) -	F. AJZENBERG - SELOVE et T. LAURITSEN				
	Nuclear Physics	A	<u>114</u>	1	(1968)
(Am 59) -	R.D. AMADO				
	Phys. Rev. Lett.		<u>2</u>	399	(1959)
(Am 64) -	D. AMIT et A. KATZ				
	Nuclear Physics		<u>58</u>	388	(1964)
(Ba 60) -	BARDES et OWEN				
	Physical Review		<u>120</u>	1369	(1960)
(Ba 62) -	R.H. BASSEL - R.M. DRISKO et G.R. SATCHLER " Code Sally"				
	O R N L			3240	(1962)
(Bi 53) -	L.C. BIEDENHARM				
	ORNL			1501	(1953)
(Bi 62) -	J.A. BIGGERSTAFF - R.F. HOOD - H.SCOOT - M.T. Mc ELLISTREM				
	N.P.		<u>36</u>	631	(1962)
(Bu 50) -	S.T. BUTLER				
	Phys. Rev.		<u>80</u>	1095	(1950)
(Bo 55) -	BORELI - LALOVIC				
	Nature		<u>176</u>	1021	(1955)
(Ca 52) -	F.L. CANAVAN				
	P.R.		<u>87</u>	136	(1952)
(Co 65) -	S. COHEN et D. KURATH				
	N.P.		<u>73</u>	1	(1965)
(Cu 53) -	P. CUER et J.J. JUNG				
	P.R.		<u>89</u>	1151	(1953)
(Cu 66) -	R.Y. CUSSON				
	N.P.		<u>86</u>	481	(1966)

(Da 60) -	R. B. DAY et M. WALT			
	P. R.	<u>117</u>	1330	(1960)
(Da 61) -	DAVIS - GALBARD - BONNER - BASS			
	N. P.	<u>27</u>	448	(1961)
(De 52) -	DE JONG - ENDT et SIMONS			
	Physica	<u>XVIII</u>	N ^o 10 p. 676	(1952)
(Ev 49) -	EVANS - MALICH - RISSER			
	P. R.	<u>75</u>	1161	(1949)
(Ha 60) -	T. HAMADA			
	Progress theoretical Physics	<u>24</u>	1033	(1960)
(Ha 61) -	T. HAMADA			
	Progress theoretical Physics	<u>25</u>	247	(1961)
(Ha 62) -	T. HAMADA et I. D. JOHNSON			
	N. P.	<u>34</u>	382	(1962)
(Ha 66) -	E. C. HALBERT - Y. E. KIM et T. T. S. KUO			
	Physics Letters	<u>20</u>	657	(1966)
(Jo 52) -	JOHNSON			
	P. R.	<u>86</u>	302	(1952)
(Ju 55) -	JURIC			
	P. R.	<u>98</u>	85	(1955)
(Ju 58) -	JURIC			
	Bull. Inst. Nucl. Sc. BORIS KIDRICH	<u>8</u>	17	(1958)
(Ko 63) -	KOLTAY			
	Acta Physica Acad. Sc. Hung.	<u>16</u>	93	(1963)

(La 58) -	A. M. LANE et R. G. THOMAS			
	Rev. Mod. Phys.	<u>30</u>	257	(1958)
(Lu 60) -	H. LUSTIG			
	Proc. Phys. Soc.	<u>117</u>	1317	(1960)
(Mc 57) -	J. M. Mc CRARY - BONNER - RANKEN			
	P. R.	<u>108</u>	392	(1957)
(Me 63) -	MEHTA - HUNT - PLENDL et DAVIS			
	N. P.	<u>48</u>	90	(1963)
(Mi 58) -	J. K. MIRA - Z. N. DRAGICA			
	Bull. Inst. Nucl. Sc. BORIS KIDRICH			
		<u>8</u>	17	(1958)
(Mo 65) -	F. B. MORINIGO			
	N. P.	62	373	(1965)
(Ne 59) -	NILSON - DAWSON - JOHNSON			
	R. S. I.	<u>30</u>	963	(1959)
(Pe 62) -	F. G. PEREY			
	Proceedings of the Padoua Conference			(1962)
(Re 51) -	I. RESNICK et S. S. HANNA			
	P. R.	<u>82</u>	463	(1951)
(Sa 64) -	G. R. SATCHLER			
	N. P.	<u>55</u> N ^O 1	p. 1	(1964)
(Sh 57) -	A. I. SHEPTNYI			
	J. E. T. P.	<u>5</u>	357	(1957)
(Sh 63) -	I. S. SHAPIRO			
	Selected topics in nuclear theory Vienne p. 85			(1963)

- (Si 62) - C. P. SIKKEMA
N. P. 37 526 (1962)
- (Si 65) - R. H. SIEMSEN - M. COSACK - R. FELST
N. P. 69 209 (1965)
- (Sm 57) - R. K. SMITHER
P. R. 107 N^O 1 p. 196 (1957)
- (To 61) - W. TOBOCMAN
Oxford University Press. (1961)
- (Vo 62) - E. VOGT
Rev. Mod. Phys. 34 723 (1962)
- (Vo 65) - E. VOGT - G. MICHAUD - H. REEVES
Physics Letters 19 N^O 7 570 (1965)
- (Wi 58) - D. H. WILKINSON
Phil. Mag. 3 1185 (1958)
-
- 7

